

**ERZEUGUNG STARKER ELEKTRISCHER HF-
FELDER UND NACHWEIS DURCH DEN
DYNAMISCHEN STARKEFFEKT**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik

und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

ARMIN KAMP

aus Bottrop

Bochum 1987



**ERZEUGUNG STARKER ELEKTRISCHER HF-
FELDER UND NACHWEIS DURCH DEN
DYNAMISCHEN STARKEFFEKT**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

ARMIN KAMP

aus Bottrop

Bochum 1987

Dissertation eingereicht am: 5. Juni 1987

Tag der mündlichen Prüfung: 2. Juli 1987

Referent: Prof. Dr. H. Schlüter

Korreferent: Prof. Dr. H.-J. Kunze

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Einleitung	1
2. Das Spektrum unter dem Einfluß elektrischer Felder	5
2.1 Übergangswahrscheinlichkeiten und Spektrum	6
2.2 Die atomaren Eigenzustände in äußeren elektrischen Feldern	7
2.3 Das Wasserstoffspektrum im statischen elektrischen Feld	8
2.4 Das Wasserstoffspektrum im hochfrequenten elektrischen Feld	10
2.5 Quasienergiezustände und vielfrequente Resonanzübergänge	14
2.6 Adiabatische Überlagerung statischer und hochfrequenter Felder (<u>F E</u>)	15
2.7 Nichtadiabatische Überlagerung statischer und hochfrequenter Felder (<u>F E</u>)	17
2.8 Das Heliumspektrum	24
3. Erzeugung starker elektrischer Felder	29
3.1 Überschläge und Bogenbildung im Hohlleiter	29
3.2 Die Komponenten des Hohlleitersystems	33
3.3 Das Horn-Linsensystem	36
4. Das Experiment	43
4.1 Aufbau zur Erzeugung des Targetplasmas	43
4.2 Optischer Aufbau und Photonen-zähler	47
4.3 Diagnostik des Targetplasmas	50

5. Auswertung der Linienprofile	61
5.1 Berechnung der Satellitenintensitäten	61
5.2 Bestimmung der Satellitenintensitäten aus gemessenen Linienprofilen	72
6. Ergebnisse der Linienprofilmessungen	77
6.1 Messung der Linien D_0 , D_1 und D_2	77
6.2 Messung der Linie D_0 für unterschiedliche Polarisationsrichtungen	86
7. Zusammenfassung	93
8. Literaturverzeichnis	97

1. EINLEITUNG

Da die Eigenschaften von Plasmen im wesentlichen durch die geladenen Teilchen und die auf sie wirkenden Felder bestimmt werden, ist die Kenntnis der elektrischen Feldstärke im Plasma für das Verständnis einer Vielzahl von Plasmavorgängen von grundlegender Bedeutung. Hierbei können die Ursachen, die zum Auftreten der elektrischen Felder führen, von sehr unterschiedlicher Art sein. Eine Klassifizierung z.B. nach Wellen- und Teilchenfeldern ist möglich. Ebenso unterschiedlich wie die Ursachen sind die Eigenschaften dieser Felder, also z.B. das Frequenzspektrum und die Amplitudenverteilung oder das Anwachs- und Dämpfungsverhalten.

Atome oder Ionen im Plasma, welche diesen Feldern ausgesetzt sind, emittieren Spektrallinien, deren Profilform in ganz spezifischer Weise von den oben genannten Eigenschaften abhängt, so daß in vielen Fällen aus dem Linienprofil auf die zugrunde liegenden Feldeigenschaften zurückgeschlossen werden kann. In Bezug auf den Einfluß, den diese Felder auf die Profilform ausüben, ist eine Einteilung in zwei große Gruppen möglich, und zwar zum einen in die Gruppe der statischen bzw. quasistatischen Felder und zum anderen die hochfrequenten Felder.

In die Gruppe der statischen und quasistatischen Felder gehört z.B. der Anteil des Plasmamikrofeldes, der auf die Ionen zurückzuführen ist. Aber auch solche Felder fallen darunter, welche durch Anregung niederfrequenter Ionenakustischer- oder auch Ionenzyklotronwellen hervorgerufen werden. Die Wirkung derartiger Felder wird schon seit langer Zeit untersucht und ist heute zumindest für den Fall von Wasserstoff recht gut bekannt [z.B. Oks und Sholin (1976)].

Die Gruppe der hochfrequenten Felder teilt sich wiederum in die stochastischen Felder, hierzu gehören die Langmuirwellen und die Felder verursacht durch schnell vorbeifliegende Elektronen, und die kohärenten Felder. Wichtigster Bestandteil dieser letzten Gruppe sind die Felder, welche dem Plasma von außen aufgeprägt werden, wie es z.B. bei der Wellenheizung

der Fall ist. Aber auch elektrische Felder, welche durch Langmuirsolitonen entstehen oder bei bestimmten Instabilitäten (single-wave-instability) auftreten, gehören zu dieser Gruppe. Die grundlegenden theoretischen Arbeiten, die den Einfluß eines monochromatischen hochfrequenten Feldes auf das Spektrum eines strahlenden Atoms beschreiben sind für den Fall von Wasserstoff von Blochinzew (1933), und für Helium von Baranger und Mozer (1961), sowie Hicks, Hess und Cooper (1972) und Hicks (1974) verfaßt worden.

Die zu diesem Themenkreis angefertigten experimentellen Arbeiten [Gallagher und Levine (1973), Rutgers und Kalfsbeek (1975)] wurden größtenteils unter Bedingungen durchgeführt, in denen quasistatische und hochfrequente Felder gleichzeitig vorhanden waren. Unter diesen Bedingungen kann es zu sehr komplizierten Resonanzeffekten ("Dips") kommen, wenn die Aufspaltung im statischen Feld mit derjenigen im dynamischen Feld zusammenfällt [Cohn, Bakshi und Kalman (1972), Janssen, Jayakumar und Grannemann (1980), Gavrilenko und Oks (1981)]. Die hierbei entstehenden Spektren werden dann sehr komplex und schwer interpretierbar.

Wie neuere theoretische Arbeiten zeigen [Gavrilenko und Oks (1981), Oks und Gavrilenko (1985)], können aber auch schon bei kleinen statischen Feldstärken fernab des Resonanzfalles grundsätzlich neue Phänomene im Spektrum sichtbar werden. Im Theorieteil der vorliegenden Arbeit wird ein kurzer Abriß über diese neueren Ergebnisse gegeben, wobei nicht nur auf das experimentell untersuchte Wasserstoffsystem eingegangen wird, sondern auch auf das nichtentartete Heliumsystem, da dieses in unterschiedlichen Grenzfällen analoges Verhalten zum Wasserstoffspektrum zeigt.

Zielsetzung der vorliegenden Arbeit war es nun, ein Experiment aufzubauen, an dem es möglich ist, die Wirkung monochromatischer hochfrequenter Felder auf das Wasserstoffspektrum unter Bedingungen zu studieren, in denen die beobachtbaren Spektren einfach interpretierbar bleiben und daher die Bestimmung der hochfrequenten Feldstärke gestatten. Wie die neuere Theorie zeigt, bedeutet dies eine weitergehende Einschränkung für die statische Feldstärke als früher angenommen wurde. Außerdem ist eine strikte Trennung zwischen Felderzeugung und Plasmaerzeugung erforderlich, um so stets die Möglichkeit zu haben, das gestörte Plasma mit dem ungestörten Grundplasma zu vergleichen. Hierdurch ist es dann möglich, eindeutig die Effekte zu separieren, die aufgrund der zusätzlich eingestrahlten Hochfrequenz auftreten.

Darüberhinaus wird durch die Trennung zwischen Felderzeugung und Plasmaerzeugung die Freiheit gewonnen, die Feldfrequenz extern vorzugeben und damit die zu erwartenden Effekte in einen spektroskopisch bequem

zugänglichen Bereich zu rücken. Die Wahl der Feldfrequenz fiel dabei aus mehreren Gründen auf $f=34.8$ GHz. In einem vorausgegangenen Experiment [Himmel und Osterhold (1985)] zeigte es sich, daß in einem ähnlichen Plasma bei kleinerer Feldfrequenz die erwartete Satellitenstruktur wegen der relativ großen Dopplerverbreiterung nicht auflösbar war. Andererseits skaliert die zu erwartende Satellitenintensität reziprok mit der Frequenz, so daß zu hohe Frequenzen ebenfalls wegen der dann kleinen zu beobachtenden Intensitäten ausscheiden. Weiterhin beträgt die gewählte Frequenz ein Vielfaches der Plasmafrequenz, so daß bei Einstrahlung in der ordentlichen Mode der Brechungsindex nahe eins liegt und keine nennenswerte Absorption der Welle zu erwarten ist, also die Plasmamparameter Dichte und Temperatur auch während des HF-Pulses konstant sind.

Nach Festlegung der Feldfrequenz stellt sich das Problem, dem Plasma nun durch eine geeignete experimentelle Anordnung das gewählte Mikrowellenfeld aufzuprägen. Die wohlbekannte Anordnung eines Mikrowellenresonators [Böhm und Himmel (1980)] scheidet dabei praktisch aus, da wegen der kurzen Wellenlänge von 8 mm nur unpraktikabel kleine Resonatoren in Betracht kommen. Andererseits legt gerade die kurze Wellenlänge es nahe, die "optischen" Eigenschaften der verwendeten Mikrowellen auszunutzen. Ziel dieser Arbeit war es also auch abzuklären, wie weit aus der Optik bekannte Linsenanordnungen geeignet sind, Mikrowellen kurzer Wellenlänge zu führen und zu bündeln. Die Möglichkeiten und Grenzen zur Erzeugung hoher Feldstärken durch Linsensysteme werden daher ausführlich behandelt.

2. DAS SPEKTRUM UNTER DEM EINFLUSS ELEKTRISCHER FELDER

Wird ein strahlendes Atom einem elektrischen Feld ausgesetzt, so kann dies je nach Art des Feldes einen großen Einfluß auf die Form des Linienprofils ausüben. Das elektrische Feld kann entweder (quasi-)statischer oder hochfrequenter Natur sein. Im letzten Fall wird noch zwischen kohärenten und stochastischen Feldern unterschieden. Ein statisches Feld führt zunächst zu einer Linienaufspaltung bzw. bei Mittelung über eine Amplitudenverteilung zu einer Linienverbreiterung. Ein kohärentes hochfrequentes Feld führt ebenfalls zu einer Linienaufspaltung. Wird die Kohärenz des Feldes durch Stöße oder Phasensprünge der Quelle vermindert, so führt dies zu einer Linienverbreiterung [Lifshitz (1968)]. Ein stochastisches hochfrequentes Feld wirkt ebenfalls zunächst linienverbreiternd und kann bei gleichzeitiger Anwesenheit statischer Felder zu sehr kompliziert ausgeprägten Effekten im Linienprofil führen [Oks und Sholin (1975)].

Sollen aus dem Linienprofil Informationen über die zugrundeliegenden Felder abgeleitet werden, so ist es notwendig, daß die Spektren einfach interpretierbar bleiben. Daher soll im folgenden Kapitel nur der im Experiment realisierte Fall der Wirkung kohärenter hochfrequenter Felder behandelt werden sowie der Einfluß, den ein zusätzlich wirkendes statisches Feld auf die Form des Linienprofils ausübt. Neuere theoretische Ergebnisse [Gavrilenko und Oks (1981), Oks und Gavrilenko (1986)] zeigen, daß kleine statische Felder hier auch im nicht resonanten Fall, d.h. insbesondere wenn die Aufspaltung im statischen Feld wesentlich kleiner ist als im hochfrequenten Feld, einen viel größeren Einfluß auf das Spektrum haben können, als bisher angenommen wurde. Dabei wird insbesondere auf das Wasserstoff bzw. Deuteriumsystem Bezug genommen, aber auch das nichtentartete Heliumsystem wird kurz diskutiert, da auch hier die Auswirkungen drastisch sein können, und ein Übergang in das entartete Wasserstoffsystem möglich ist.



Prinzipiell besteht das Programm zur Berechnung eines atomaren Linienspektrums aus zwei Schritten. Zunächst einmal ist die Schrödinger-Gleichung für das atomare System zu lösen und zwar unter Hinzunahme der Terme, welche die Wechselwirkung zwischen Atom und elektr. Feld beschreiben. Das heißt, es sind die neuen Eigenzustände des gestörten atomaren Systems zu finden. Mit diesen neuen Eigenzuständen werden sodann im zweiten Schritt die Übergangswahrscheinlichkeiten für Dipolstrahlung berechnet, aus denen sich schließlich durch Fouriertransformation das Spektrum ergibt.

2.1 Übergangswahrscheinlichkeiten und Spektrum

Um die Übergangswahrscheinlichkeiten für spontanen Zerfall zu berechnen, ist es im Prinzip notwendig, die Schrödinger-Gleichung für das Gesamtsystem bestehend aus Atom und Strahlungsfeld zu lösen. Die Quantenelektrodynamik zeigt dabei, daß es notwendig ist, auch das Strahlungsfeld zu quantisieren [Heitler (1954)], so daß die Wellenfunktionen in diesem Fall neben den atomaren Quantenzahlen auch solche beinhalten, welche das Strahlungsfeld charakterisieren.

Es kann jedoch unter der Annahme einer nur schwachen Wechselwirkung zwischen Elektron und Strahlungsfeld die Übergangswahrscheinlichkeit allein aus den atomaren Wellenfunktionen bestimmt werden. Für einen Dipolübergang vom Zustand $|i\rangle$ zum Zustand $|f\rangle$ ergibt sie sich zu [Heckmann und Träbert (1980)]

$$A_{if} = \frac{e^2 \omega_{\gamma}^3}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} |\langle f | \underline{r} | i \rangle|^2, \quad (2.1)$$

wobei $\underline{e}_r$ das gesamte elektrische Dipolmoment des betrachteten Atoms ist. Für die pro Atom in den Raumwinkel $d\Omega$ abgestrahlte Intensität mit der Polarisationsrichtung $\underline{e}_r$ gilt [Bethe und Salpeter (1957)]

$$I_{if} d\Omega = \frac{e^2 \omega_{\gamma}^4}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3} |\langle f | \underline{e}_r \cdot \underline{r} | i \rangle|^2 d\Omega. \quad (2.2)$$

Mit Hilfe der so gegebenen Übergangswahrscheinlichkeiten kann die beobachtbare Größe, nämlich das Linienprofil $L(\omega_T)$ abgeleitet werden. Dieses ist folgendermaßen definiert [Griem (1964)]

$$L(\omega_T) = \sum_{i,f} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} dt \exp(-i(\omega_T - \omega_{fi})t) \langle f | e_{\underline{r}} | i \rangle \right|^2, \quad (2.3)$$

wobei über alle Endzustände summiert und über die Ausgangszustände, die als gleich besetzt angenommen werden, gemittelt wird. Es gilt $\omega_{fi} = \omega_i - \omega_f$. Gleichung (2.3) läßt sich auch schreiben als

$$L(\omega_T) = \sum_{i,f} \delta(\omega_T - \omega_{fi}) |\langle f | e_{\underline{r}} | i \rangle|^2. \quad (2.4)$$

2.2. Die atomaren Eigenzustände in äußeren elektrischen Feldern

Bei Anwesenheit eines äußeren elektrischen Feldes lautet die zugehörige Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = (H_0 + H_1) |\Psi\rangle, \quad (2.5)$$

wobei H_0 der Hamiltonoperator des ungestörten Atoms ist, dessen Eigenwerte $\hbar\omega_j$ und Eigenfunktionen $|U_j(r)\rangle$, welche die Gleichung $H_0 |U_j\rangle = \hbar\omega_j |U_j\rangle$ erfüllen, bekannt sind. H_1 ist der Anteil des Hamiltonoperators, der die Wechselwirkung des Atoms mit dem äußeren Feld beschreibt. Er ist für ein statisches, in z-Richtung linear polarisiertes elektrisches Feld gegeben durch

$$H_1 = \underline{d} \cdot \underline{E} = ezF, \quad (2.6)$$

bzw. für ein periodisches Feld $E_0 \cos(\omega t)$ durch

$$H_1 = \underline{d} \cdot \underline{E} = ezE_0 \cos(\omega t). \quad (2.7)$$

Unter dem Einfluß der Störung findet eine Neuordnung der atomaren Niveaus statt, wobei die neuen Wellenfunktionen nach den alten, da diese ein vollständiges, orthonormales System bilden, entwickelt werden können:

$$|\Psi\rangle = \sum_{j=1}^N T_j(t) |U_j\rangle . \quad (2.8)$$

Im Prinzip erstreckt sich die Summe über alle N Eigenfunktionen, in der Praxis brauchen jedoch nur diejenigen Eigenfunktionen berücksichtigt werden, welche durch die Störung auch tatsächlich gemischt werden. In erster Näherung sind dies beim entarteten Wasserstoff alle Wellenfunktionen, die zur gleichen Energie gehören. Bei nichtentarteten Systemen wie Helium, müssen alle energetisch eng benachbarten Niveaus berücksichtigt werden.

Die Reihenentwicklung wird dann in die Schrödingergleichung (2.5) eingesetzt und liefert

$$i\hbar \sum_{j=1}^N |U_j\rangle \frac{\partial}{\partial t} T_j = \sum_{j=1}^N (H_0 + H_1) |U_j\rangle T_j . \quad (2.9)$$

Anschließend wird von links mit $\langle U_1 |$ multipliziert, und durch Ausnutzung der Orthogonalitätsrelationen gewinnt man ein System gekoppelter Differentialgleichungen für die zeitabhängigen Koeffizienten der Reihenentwicklung T_1 :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} T_1 = \hbar\omega_1 T_1 + \sum_{j=1}^N \langle U_1 | H_1 | U_j \rangle T_j . \quad (2.10)$$

Dieses Differentialgleichungssystem kann nun entsprechend der Störung H_1 entweder analytisch oder numerisch gelöst werden.

2.3 Das Wasserstoffspektrum im statischen elektrischen Feld

Ein Standardverfahren zur Berechnung der Linienaufspaltung im statischen Feld $E \parallel z$ besteht für Wasserstoff in der Separation der Schrödingergleichung in parabolische Koordinaten [Bethe und Salpeter (1957)]. Hierdurch wird die in

Gleichung (2.10) auftretende Störmatrix $\langle U_1 | eFz | U_j \rangle$ diagonal, wobei $|U_j\rangle = |n n_1 j m\rangle$ die parabolischen Eigenfunktionen sind und $n_1, n_2 = 0, 1, 2, \dots$ elektr. Quantenzahlen bedeuten, für die gilt:

$$n = n_1 + n_2 + |m| + 1. \quad (2.11)$$

Die Energieaufspaltung wird in diesem Fall durch die bekannte Schwarzschild-Epstein-Formel gegeben [Heckmann und Träbert (1980)]

$$\hbar\omega_m + eF\langle j | z | j \rangle = \hbar\lambda_j = \hbar\omega_m + \frac{3}{2} eFa_0 n(n_1^j - n_2^j), \quad (2.12)$$

mit dem Bohrschen Radius $a_0 = e_0 \hbar^2 / \pi m_e$. Das Spektrum, ist nach Gleichung (2.4) für den einfachen Fall der L_α Linie gegeben durch

$$L_{L_\alpha}(\omega_\gamma) = \sum_j \delta(\omega_\gamma - (\lambda_j - \omega_1)) \sum_k |\langle 100 | \text{ex}_k | 2n_1 j m \rangle|^2 \quad (2.13)$$

und ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

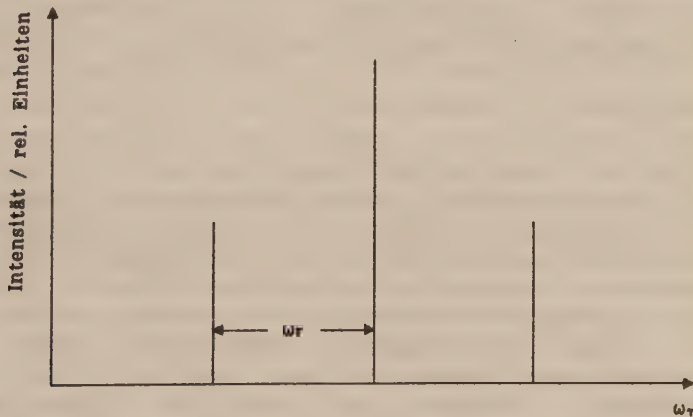


Abbildung 2.1: Linienprofil der Linie L_α bei Wirkung eines statischen elektrischen Feldes F . Die Beobachtungsrichtung steht senkrecht auf $\underline{F}$, die Intensitätsskala ist linear, der Abstand der Komponenten beträgt $\omega_F = 3ea_0F/\hbar$. Die Zentralkomponente entspricht $m = \pm 1$ und σ -Polarisation, die außen liegenden Komponenten haben $m = 0$ und π -Polarisation.

2.4 Das Wasserstoffspektrum im hochfrequenten elektrischen Feld

Um das Wasserstoffspektrum unter dem Einfluß eines linear polarisierten, hochfrequenten elektrischen Feldes herzuleiten, wird von Gleichung (2.10) ausgegangen. Neben der Möglichkeit, diese Differentialgleichung direkt numerisch zu lösen [Rutgers und Kalfsbeek (1975)], besteht die Möglichkeit, die Gleichung zunächst unter Ausnutzung des Theorems von Floquet [Margenau und Murphy (1966)] zu algebraisieren. Dieses Theorem besagt, daß die Gleichung eine Lösung der Form $T = c \cdot \exp(-i\lambda t) \cdot P(\omega t)$ besitzt, wobei P periodisch in ω ist und λ und c Konstanten sind. Durch Fourierentwicklung von P ergibt sich

$$T_1 = e^{-i\lambda t} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} C_{1s} e^{-is\omega t} \quad (2.14)$$

Wird dieser Ansatz in Gleichung (2.10) eingesetzt, ergibt sich eine Gleichung, in der Potenzen von $\exp(-i\lambda t)$ auf beiden Seiten stehen. Da die Gleichung für alle Zeiten gilt, erhält man durch Gleichsetzen der Koeffizienten beider Seiten folgendes Gleichungssystem für die zu bestimmenden Größen λ und C_{1s} :

$$h(\omega_1 - s\omega - \lambda) C_{1s} + \sum_{j=1}^N \langle U_1 | H_1 | U_j \rangle (C_{1s+j} + C_{1s-j}) = 0 \quad (2.15)$$

$$i=1, \dots, N; \quad s=-\infty, \dots, +\infty$$

Damit ist die Lösung der Schrödingergleichung auf die Lösung eines zunächst unendlichdimensionalen, linearen Gleichungssystems zurückgeführt worden. Um zu einer endlichen Anzahl von Gleichungen zu gelangen, muß die physikalische Bedeutung der zu bestimmenden Größen geklärt werden. Da die T_1 die Anteile des Zustandes $|U_1\rangle$ zur gesuchten Wellenfunktion darstellen, werden die ursprünglichen stationären Zustände durch solche ersetzt, welche die in Gleichung (2.14) gegebene Zeitabhängigkeit besitzen. Die Zeitabhängigkeit dieser Zustände ist nicht mehr durch eine einzige Exponentialfunktion darstellbar; daher spalten die zu einem Zustand gehörigen Energieniveaus in virtuelle Niveaus mit unterschiedlicher Energie auf. Die Energieverschiebung ist dabei, wie aus (2.14) ersichtlich, durch $s\omega$ gegeben und führt somit zu Satelliten, welche um diesen Abstand von der Hauptlinie verschoben sind. Die Intensität dieser Satelliten wird dabei durch die Koeffizienten C_{1j}^2 gegeben. Da das Auftreten dieser Satelliten aus der Existenz des hochfrequenten Feldes folgt, läßt sich der Schluß ziehen, daß

eine bestimmte Feldstärke, d.h. eine Störung bestimmter Stärke, auch nur in einem endlichen Energieabstand $\hbar\omega$ zum Auftreten nachweisbarer Satelliten führt. Oft ist es ausreichend, den Fall $|s|=1$ zu betrachten, also für $|s|>1$ $C_{1j}=0$ zu wählen.

Die Entstehung von Satelliten läßt sich anschaulich auch als Mehrquantenprozeß verstehen. Hierbei emittiert oder absorbiert das Atom zunächst ein Quant des hochfrequenten Feldes, ehe es einen Übergang zu einem tiefer gelegenen Zustand macht. Die Beschränkung auf eine endliche Anzahl von Satelliten läßt sich hierbei unmittelbar aus dem Zusammenhang zwischen der Wahrscheinlichkeit für Mehrquantenprozesse und der Energiedichte des elektrischen Feldes begründen.

Da weiterhin die Auswahlregeln für elektrische Dipolübergänge gültig bleiben, folgt auch, daß in nicht entarteten Systemen wie z.B. Helium selbst Linien, die nach Auswahlregeln für elektrische Dipolstrahlung verboten sind, zwei sichtbare Satelliten bekommen, da ja der Gesamtübergang als Zweiquantenprozeß erlaubt ist. Andererseits ist - ebenfalls aufgrund der Auswahlregeln - der niedrigste Satellit einer erlaubten Linie von mindestens zweiter Ordnung.

Der Gleichung (2.14) ist zu entnehmen, daß neben der Energieaufspaltung um $\hbar\omega$ grundsätzlich auch eine Energieverschiebung λ auftritt. Bei hohen Feldstärken treten unterschiedlich große Verschiebungen auf, so daß das entstehende Spektrum sehr komplex werden kann [Rebhan (1982)].

Das nun reduzierte System von Gleichungen (2.15) kann unmittelbar als Eigenwertproblem formuliert werden, dessen (numerische) Lösung alle gesuchten Eigenwerte sowie Eigenfunktionen liefert [Wiegart (1981)].

Für den Fall einer Störung durch ein hochfrequentes elektr. Feld ergibt sich durch Einsetzen der zur stationären Wellenfunktion $|i\rangle$ gehörenden Entwicklung in Gleichung (2.4) für das Linienprofil:

$$L(\omega_f) = \sum_{i,f} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \delta(\omega_f + \omega_f - \lambda_i - s\omega) \cdot \left| \sum_j C_{js} \langle U_f | \underline{e}_f \cdot \underline{r} | U_j \rangle \right|^2. \quad (2.16)$$

Für den Endzustand $|f\rangle$ wird hierbei der ungestörte Zustand $|U_f\rangle \exp(-i\omega_f t)$ eingesetzt, eine Näherung, die stets dann gut ist, wenn $\hbar|\omega_i - \omega_j| \gg |\langle i | e z E_0 | j \rangle|$, $\hbar\omega$ gilt [Hicks, Hess und Cooper (1972)]. λ_i ist im Fall des Wasserstoffs gleich ω_i , da nur Zustände mit gleicher Hauptquantenzahl mischen. Die C_{js} lassen sich aus (2.15) bestimmen, da die auftretenden Eigenfunktionen $|U_j\rangle$ stets so gewählt werden können

("Säkulargleichung"), daß die Matrix $\langle U_i | H_1 | U_j \rangle$ diagonal ist. In diesem Fall ergibt sich als Lösung der Gleichung (2.15):

$$C_{1s} = J_s \left(\frac{eE_0}{\hbar\omega} \langle i|z|i \rangle \right) . \quad (2.17)$$

J_s ist die Besselfunktion 1. Art der Ordnung s . Hiermit hat das Linienprofil (2.16) folgendes Aussehen:

$$L(\omega_f) = \sum_{i,f} |\langle U_i | \underline{e}_f \cdot \underline{r} | U_i \rangle|^2 \cdot \sum_s \omega_f^2 \delta(\omega_f - \omega_i - s\omega) J_s^2 \left[\frac{eE_0}{\hbar\omega} (\langle i|z|i \rangle - \langle f|z|f \rangle) \right] . \quad (2.18)$$

Diese Gleichung läßt sich auch unmittelbar herleiten, indem die Schrödingergleichung für diesen Fall direkt gelöst wird. Die Lösung wird mit Hilfe der Gleichung (2.10) berechnet, die sich jetzt lösen läßt, da die auftretende Matrix wiederum diagonal gewählt werden kann. Hieraus ergibt sich als Lösung der Schrödingergleichung

$$|\Psi_i \rangle = |U_i \rangle e^{-i(\omega_i t + \frac{eE_0}{\hbar\omega} \langle i|z|i \rangle \cos(\omega t))} . \quad (2.19)$$

Von dieser Gleichung ausgehend ist es möglich, die Gleichung (2.18) zurückzuerhalten, indem eine Fourierentwicklung durchgeführt wird, d.h. indem die Lösung als

$$|\Psi_i \rangle = |U_i \rangle e^{-i\omega_i t} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} J_s \left(\frac{eE_0}{\hbar\omega} \langle i|z|i \rangle \right) e^{-is\omega t} \quad (2.20)$$

geschrieben wird.

Das Spektrum (2.18) ist das Spektrum einer frequenzmodulierten Starkwechselwirkung. Neben dem Übergang mit der unverschobenen Frequenz ω_i treten Seitenbänder auf, deren Frequenz um ein Vielfaches der Feldfrequenz ω verschoben ist. Die Intensität dieser Satelliten verhält sich proportional zu den Quadraten der entsprechenden Besselfunktionen. Der dynamische Parameter im Argument der Besselfunktion ist gegeben durch das Verhältnis von statischer zu dynamischer Aufspaltung. Die statische

Aufspaltung entspricht dabei der Aufspaltung, die ein statisches Feld von gleicher Stärke wie die Amplitude des hochfrequenten Feldes hervorruft. Weiterhin ist zu erkennen, daß im wesentlichen solche Satelliten Beiträge zur Intensität liefern, für die das Argument von der Größenordnung 1 ist. Diese Verhältnisse sollen am Beispiel des Spektrums der L_α Linie verdeutlicht werden. Deren Linienprofil lautet

$$L_{L_\alpha}(\omega_1) = e^2 \sum_i \sum_k |\langle 1 | x_k | U_i \rangle|^2 \cdot \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \delta(\omega_1 - \omega_{21} - s\omega) J_s^2 \left(\frac{e E_0}{\hbar \omega} (\langle i | z | i \rangle - \langle 100 | z | 100 \rangle) \right) \quad (2.21)$$

und ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

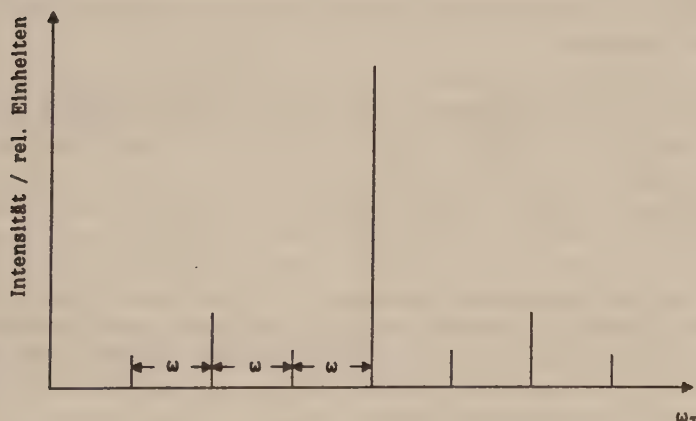


Abbildung 2.2: Linienprofil der Linie L_α bei Wirkung eines hochfrequenten elektrischen Feldes $E = E_0 \cos \omega t$. Die Beobachtungsrichtung steht senkrecht auf $\underline{E}$, die Intensitätsskala ist linear. Es gilt $\chi = 3e a_0 E_0 / \hbar \omega = 3$.

2.5 Quasienergiezustände und vielfrequente Resonanzübergänge

Wie in Abschnitt 2.4 gezeigt, findet unter dem Einfluß des hochfrequenten Feldes eine Aufspaltung der stationären Zustände statt. Die neuen Eigenzustände sind nicht mehr stationär, d.h. ihre Zeitabhängigkeit ist nicht mehr durch eine einzige Exponentialfunktion darstellbar. Sie sind durch Gleichung (2.20) als Fourierdarstellung in der Form einer unendlichen Summe gegeben

$$|\psi_i\rangle = |U_i\rangle e^{-i\omega_i t} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} J_s \left(\frac{eE_0}{\hbar\omega} \langle i|z|i\rangle \right) e^{-is\omega t} \quad (2.22)$$

Aber auch diese neuen Wellenfunktionen bilden wieder ein vollständiges orthonormales System und haben praktisch die gleiche Bedeutung für den zeitabhängigen Hamiltonoperator wie die stationären Zustände für den zeitunabhängigen Hamiltonoperator. Die Energie $\hbar\omega_i$ wird dabei auch als Quasienergie bezeichnet.

Wirkt neben dem hochfrequenten Feld der Frequenz ω ein weiteres schwaches Feld mit der Frequenz ν , so ist die Schrödingergleichung für die gestörten Zustände $|\varphi\rangle$ gegeben durch

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\varphi\rangle = (H_0(t) + V(t)) |\varphi\rangle, \quad (2.23)$$

wobei H_0 der zeitabhängige Hamiltonoperator ist, dessen Eigenzustände durch die Gleichung (2.19) gegeben sind. $V(t) = V\cos(\nu t)$ ist der Operator, der die Wechselwirkung des Systems mit dem zusätzlichen schwachen Feld beschreibt. Für die gesuchten Zustände $|\varphi\rangle$ wird ganz analog zu Gleichung (2.3) eine Entwicklung der Form

$$|\varphi\rangle = \sum_{i=1}^N C_i(t) |\psi_i\rangle \quad (2.24)$$

angesetzt. Die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Quasienergiezuständen sind also durch die C_i gegeben. Übergänge zwischen stationären Zuständen sind bekanntlich nur möglich, wenn im Spektrum der Störung die Frequenz $\omega_{ij} = E_i - E_j/\hbar$ enthalten ist. Im Gegensatz hierzu können Übergänge

zwischen Quasienergiezuständen bei unendlich vielen Frequenzen stattfinden

$$\nu = \pm(\omega_1 - \omega_2) / \hbar + n\omega \quad , \quad n = 0, \pm 1, \pm 2 \quad , \quad (2.25)$$

d.h. es tritt ein neues Phänomen auf, nämlich Übergänge zwischen zwei Zuständen auf verschiedenen Resonanzfrequenzen. Daß dies ein grundsätzlich neues Phänomen ist, ist aus der Tatsache ersichtlich, daß die zu einzelnen Resonanzen gehörenden Wellenfunktionen miteinander so in Interferenz treten können, daß sich die Gesamtübergangswahrscheinlichkeit zu Null ergibt, obwohl auf jeder einzelnen Resonanz Übergänge möglich sind [Anosov (1979)].

2.6 Adiabatische Überlagerung statischer und hochfrequenter Felder $\underline{F} \parallel \underline{E}$

Die Überlagerung elektrischer Felder mit unterschiedlichem Zeitverhalten, unterschiedlicher Stärke und Orientierung und darüberhinaus die Überlagerung elektrischer Felder mit Magnetfeldern führt im allgemeinen zu sehr komplizierten Situationen, deren Analyse gesicherte Grundlagenkenntnisse der Einzeleffekte voraussetzt. Ziel dieser Arbeit ist deshalb die Präparation des experimentell bisher schwer zugänglichen Falles, in dem im wesentlichen nur ein einziges hochfrequentes linear polarisiertes elektrisches Feld Ursache des dynamischen Starkeffekts in Wasserstofflinien ist. Da aber die Möglichkeit gemischter Fälle von vornherein nicht ausgeschlossen werden kann, soll im folgenden ein kurzer Abriss der wichtigsten Überlagerungsfälle gegeben werden, bei denen elektrische Felder beteiligt sind.

Bei gleichzeitiger Anwesenheit statischer Felder $\underline{F}$ und hochfrequenter Felder $\underline{E}$ sind die Fälle $\underline{F} \parallel \underline{E}$ und $\underline{F} \perp \underline{E}$ zu unterscheiden. Im Falle $\underline{F} \parallel \underline{E}$ kommt es zur sogenannten adiabatischen Überlagerung [Cohn, Bakshi und Kalman (1972), Oks und Sholin (1977)], d.h. die Effekte überlagern sich ungestört, da die Störmatrizen in beiden Fällen durch die gleichen Eigenfunktionen diagonalisiert werden können. Das Ergebnis ist eine Verschiebung der gesamten Satellitenstruktur, jedoch bleiben die Intensitätsverhältnisse ungeändert. Die Gesamtaufspaltung wird in diesem Fall

einfach durch Faltung der einzelnen Aufspaltungsbilder berechnet. Für die L_{α} -Linie folgt demnach

$$L_{L_{\alpha}}(\omega_T) = e^2 \sum_i \sum_s \delta(\omega_T - (\lambda_i - \omega_1) - s\omega) \cdot \sum_k |\langle 100 | x_k | i \rangle|^2 J_s \left(\frac{2 e a_0 E_0}{\hbar \omega} (\langle i | z | i \rangle - \langle 100 | z | 100 \rangle) \right) \quad (2.26)$$

Zwei Beispiele für derartige Spektren sind in den Abbildungen 2.3 und 2.4 dargestellt.

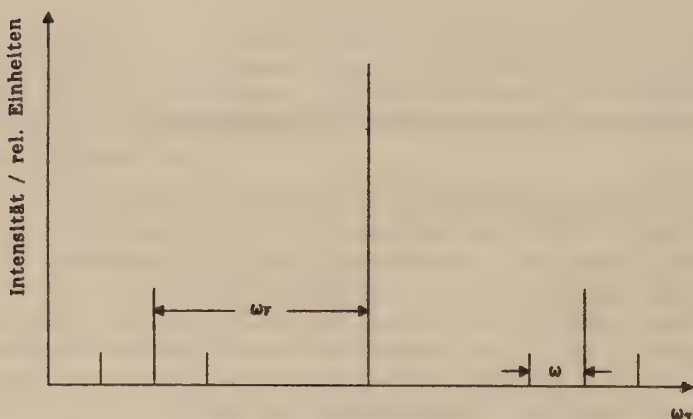


Abbildung 2.3: Linienprofil der Linie L_{α} bei adiabatischer Überlagerung eines statischen Feldes F und eines hochfrequenten Feldes $E = E_0 \cos \omega t$. Die Beobachtungsrichtung steht senkrecht auf F bzw. E , die Intensitätsskala ist linear. Es gilt $\omega_T / \omega = 3 e a_0 F / \hbar \omega = 4$ und $\chi = 3 e a_0 E_0 / \hbar \omega = 1$.



Abbildung 2.4: Linienprofil der Linie L_{α} bei adiabatischer Überlagerung eines statischen Feldes F und eines hochfrequenten Feldes $E = E_0 \cos \omega t$. Die Beobachtungsrichtung steht senkrecht auf $\underline{F}$ bzw. $\underline{E}$, die Intensitätsskala ist linear. Es gilt $\omega_F/\omega = 3ea_0 F/\hbar\omega = 1/4$ und $\chi = 3ea_0 E_0/\hbar\omega = 1$.

2.7 Nichtadiabatische Überlagerung statischer und hochfrequenter Felder $\underline{F} \perp \underline{E}$

Bei gleichzeitiger Wirkung statischer und hochfrequenter Felder kommt es zur nichtadiabatischen Überlagerung, falls die Felder zumindest teilweise aufeinander senkrecht stehen. Die ausgeprägtesten Effekte werden hierbei für den Fall $\underline{F} \perp \underline{E}$ erwartet [Oks und Sholin (1977)]. Daher wird ohne Beschränkung der Allgemeinheit nur dieser Fall behandelt. Das gesamte elektr. Feld $\underline{E}_{ges}$ setzt sich also aus dem statischen Anteil $\underline{F}$ und dem hochfrequenten Anteil $\underline{E}$ zusammen gemäß

$$\underline{E}_{ges}(t) = \underline{F} + \underline{E}(t), \quad (2.27)$$

wobei die Phase des hochfrequenten Feldes $\underline{E}(t) = \underline{E}_0 \cos(\omega t)$ fest ist.

Zur Lösung der Schrödingergleichung wird von der in Abbildung 2.5 dargestellten Geometrie ausgegangen, d.h. das hochfrequente Feld ist im ortsfesten Koordinatensystem längs der z -Achse orientiert, das statische Feld

liegt in x-Richtung. Der Hamiltonoperator wird in einem um die y-Achse rotierenden Koordinatensystem dargestellt, in dem die z'-Achse stets in Richtung der Gesamtfeldstärke orientiert ist und mit der z-Achse einen Winkel φ einschließt.

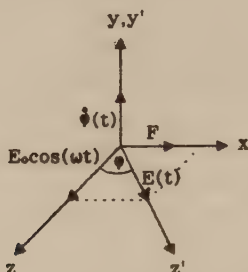


Abbildung 2.5: Darstellung des ruhenden Koordinatensystems xyz und des um die y-Achse mit der Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$ rotierenden Koordinatensystems x'y'z' sowie Darstellung der Feldorientierung.

Der Hamiltonoperator im rotierenden System ist dann gegeben durch

$$H = H_0 + V_1(t) + V_2(t) , \quad (2.28)$$

mit H_0 als Hamiltonoperator des ungestörten Atoms im ruhenden System. $V_1(t)$ beschreibt die gesamte Wechselwirkung mit dem elektr. Feld im rotierenden System

$$V_1(t) = e z' E_{ges}(t) , \quad E_{ges}(t) = |E_{ges}(t)| , \quad (2.29)$$

und hat also nur einen Gleichfeldanteil. $V_2(t)$, gegeben durch

$$V_2(t) = l_y \dot{\varphi}(t) , \quad \dot{\varphi}(t) = \omega F E_0 \sin(\omega t) / E_{ges}(t) , \quad (2.30)$$

ist die Rotationsenergie; l_y ist die Projektion des Drehimpulses auf die y-Achse.

Im Falle $V_2(t) = 0$ ($\omega \rightarrow 0$) wirkt nur das Gleichfeld $E_{ges}(t)$ und spaltet den Zustand n in $2n-1$ Zustände auf, deren Energieabstand im Zeitmittel durch Gleichung (2.12) gegeben ist:

$$\hbar\omega_F = -\frac{3}{\pi} nea_0 (F^2 + E_0^2)^{1/2} E(m), \quad m = \frac{E_0^2}{F^2 + E_0^2} \quad (2.31)$$

$E(m)$ ist ein vollständiges elliptisches Integral zweiter Art [Arfken (1970)].

Als Lösung der Schrödingergleichung ergeben sich analog zur Gleichung (2.20) die folgenden Quasienergiezustände:

$$|\psi_{n1,m}\rangle = e^{-i(n_1-n_2)\omega_F t} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \phi_{n1,m}^s e^{2is\omega t}, \quad (2.32)$$

$\phi_{n1,m}^s$ sind die Fourierkoeffizienten. Da das Gesamtfeld E_{ges} nie negativ wird, treten in der Fourierentwicklung nur Vielfache der doppelten Feldfrequenz auf.

Die Energieabstände zwischen den Quasienergiezuständen betragen

$$Q = \hbar\omega_F + 2u\hbar\omega, \quad u = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.33)$$

Die Störung $V_2(t)$ besitzt folgende Fourierentwicklung:

$$V_2(t) = 1_V \sum_{v=1}^{\infty} b_v \sin((2v-1)\omega t), \quad (2.34)$$

$$b_v = 2(-1)^{v+1} \left((1+F^2/E_0^2)^{2-1/2} - F/E_0 \right)^{2v-1} \hbar\omega.$$

Wenn die Frequenzen in den beiden Störspektren V_1 und V_2 übereinstimmen, d.h. falls $Q=(2v-1)\omega$, dann tritt eine Vielphotonenresonanz zwischen den Quasienergiezuständen auf. Da die Quasienergiezustände nicht durch eine einzige feste Energie beschrieben werden, findet diese Resonanz, wie in Abschnitt 2.5 erläutert, bei vielen Frequenzen statt. Die Resonanzbedingung lautet also

$$\omega_{Eges} = (2l-1)\omega, \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad (2.35)$$

Die physikalische Bedeutung dieser Resonanz wird insbesondere im Fall $E_0 \gg F$ sichtbar. Die Resonanzbedingung (2.35) bedeutet hier, daß ein ungeradzahliges Vielfaches der Feldfrequenz ω mit der durch Gleichung (2.31)

gegebenen Aufspaltung im (zeitgemittelten) Gleichfeld $\hbar\omega_F = 3/2 e a_0 n \cdot 2E_0/\pi$ übereinstimmt. Das Gleichfeld ist in diesem Fall nach Gleichung (2.27) allein durch den hochfrequenten Anteil $E_{ges} = \langle E(t) \rangle = 2E_0/\pi$ gegeben. Diesen Effekt, bei dem das hochfrequente Feld eine doppelte Rolle spielt, bezeichnen Gavrilenko und Oks [Gavrilenko und Oks (1981)] als "dynamische Resonanz".

Die Autoren geben für die Resonanzen $l = 1$ und $l = 2$ der L_α -Linie folgende Form an:

$$L_{L\alpha}(\omega_T) \propto \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \left[2A_s^2 \delta(\omega_T - \omega_{21} - s\omega) + (A_s^-)^2 \delta(\omega_T - \omega_{21} - s\omega - Q(1)) + (A_s^+)^2 \delta(\omega_T - \omega_{21} - s\omega + Q(1)) \right] \quad (2.36)$$

mit den Abkürzungen

$$A_s^\pm = A_s \pm C_s, \quad C_s = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_{s-2p}(b_1/\omega) J_p(b_2/\omega),$$

$$A_s = (a_s - (-1)^s a_{-s})/2,$$

$$a_s = J_0(3E_2/2\omega) C_{s-21+1} + J_1(3E_2/2\omega) (C_{s-21+3} - C_{s-21-1}),$$

$$Q(1) = b_1/2, \quad Q(2) = (3E_2 b_1/4\omega - b_2)/2,$$

$$E_2 = (F + E_0)^{2/3} \left(-\frac{1}{4} + \sum_{s=2}^{\infty} \frac{(2s-3)!!}{2^s s!} \frac{2(2s-1)2s}{s+1} \right).$$

Ein Beispiel für ein derartiges Profil ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

Das aus Abbildung 2.2 bekannte hochfrequente Linienprofil erhält nun zusätzliche Komponenten, welche um die Frequenz $Q(1)$ gegenüber den bekannten Komponenten verschoben sind. Bemerkenswert ist, daß es sich bei der Frequenz $Q(1)$ um ein Analogon zur Rabi-Frequenz handelt, bei der eine hochfrequente Störung des Magnetfeldes zu einer resonanten Wechselwirkung mit dem Kernspin führen kann.

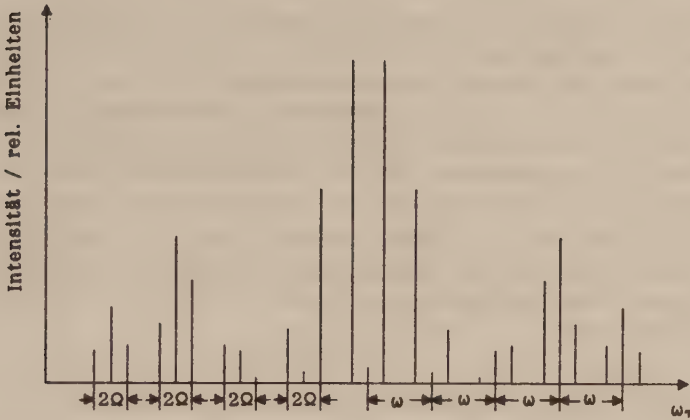


Abbildung 2.6: Linienprofil der Linie L_α bei dynamischer Resonanz ($l = 2$) zwischen statischem Feld F und hochfrequentem Feld $E = E_0 \cos \omega t$. Die Beobachtungsrichtung steht senkrecht auf $\underline{F}$ bzw. $\underline{E}$, die Intensitätsskala ist linear. Es gilt $\omega_F/\omega = 0.73$, $\omega_E/\omega = 1$, $\omega_{Eges}/\omega = 3$ und $Q/\omega = 0.23$.

Es ist mühsam, das gesamte Linienprofil für Hauptquantenzahlen $n > 2$ zu berechnen, da in diesem Fall sowohl die Aufspaltung des oberen wie auch des unteren Zustands betrachtet werden muß. Die Aufspaltungsfrequenzen $Q(l)$ können aber leicht angegeben werden, sie lauten für den Fall $n=3$, $l=1$ (Es existieren zu jedem l hier 2 Frequenzen Q_1 und Q_2):

$$Q_2(1) = 2Q_1(1) = 2 \left((1+F^2/E_0^2)^{1/2} - F/E_0 \right) \omega. \quad (2.37)$$

Wie oben bereits erwähnt, kann der Fall der "dynamischen Resonanz" auch für sehr kleine statische Felder F auftreten. Um diesen Effekt zu beobachten, ist jedoch eine Mindestfeldstärke von

$$F \gg (E_0 \hbar \omega / e a_0)^{1/2} \quad (2.38)$$

notwendig. Die Aufspaltungsfrequenz Q kann dabei Werte bis zu

$$Q \leq 0.5\omega \quad (2.39)$$

annehmen.

Der andere Grenzfall sehr schwacher hochfrequenter Felder ($E_0 \ll F$) liefert nur die Grundresonanz, d.h. den Fall $l = 1$. Hierbei ergibt sich für $n = 2$ als Lösung die gleiche Aufspaltungsfrequenz wie bei der Wirkung hochfrequenter Felder mit stochastischem Phasenverlauf, nämlich $\Omega(1) = 3ea_0E_0/2\hbar$. Dieses Aufspaltungsbild führt bei Mittelung über die Feldverteilung zu den bekannten "Dips", d.h. Absenkungen der Intensität im Linienprofil [Oks und Sholin (1976), Oks und Rantsev-Kartinov (1980)].

Neben diesem Fall der "dynamischen Resonanz" bei $F \perp \underline{E}$ sind noch zwei weitere Grenzfälle außerhalb der Resonanz zu unterscheiden. Der erste ist der Grenzfall kleiner Hochfrequenzfeldstärke: $3ea_0E_0 \ll \hbar\omega$. Hier folgt für das Linienprofil der L_α -Linie

$$\begin{aligned}
 L_{L\alpha}(\omega_T) \propto & ((1 - 0.5\chi^2\omega^2(\omega^2 + 2\omega_F^2)(\omega^2 - \omega_F^2)^{-2})\delta(\omega_T - \omega_{21}) \\
 & + 0.5(\delta(\omega_T - \omega_{21} - \omega_F) + \delta(\omega_T - \omega_{21} + \omega_F)) + 0.125\chi^2\omega^2 \\
 & ((\omega + \omega_F)^{-2}(\delta(\omega_T - \omega_{21} - (\omega + \omega_F)) + \delta(\omega_T - \omega_{21} + (\omega + \omega_F))) \\
 & + (\omega - \omega_F)^{-2}(\delta(\omega_T - \omega_{21} - (\omega - \omega_F)) + \delta(\omega_T - \omega_{21} + (\omega - \omega_F))) \\
 & + 2\omega_F^2(\omega^2 - \omega_F^2)^{-2}(\delta(\omega_T - \omega_{21} - \omega) + \delta(\omega_T - \omega_{21} + \omega)))
 \end{aligned}$$

$$\chi = 3ea_0E_0/\hbar\omega, \quad \omega_F = 3ea_0F. \quad (2.40)$$

Dieses Profil ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Es ist leicht zu erkennen, daß es dem der Abbildung 2.2 für den Fall $s = 1$ entspricht, also dem Fall adiabatischer Überlagerung für schwache elektrische HF-Felder.

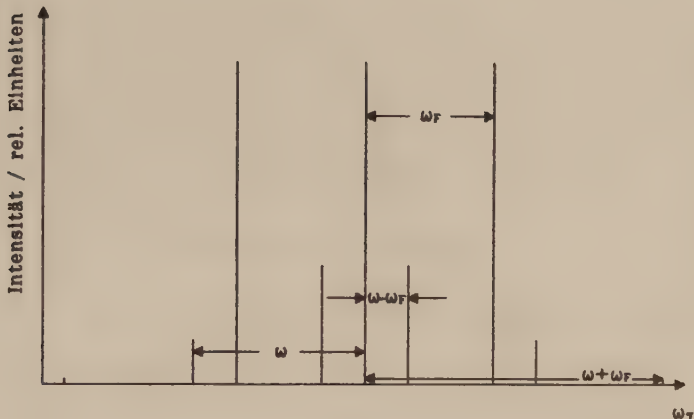


Abbildung 2.7: Linienprofil der Linie L_α bei nichtadiabatischer Überlagerung eines statischen Feldes F und eines hochfrequenten Feldes $E = E_0 \cos \omega t$. Die Beobachtungsrichtung steht senkrecht auf $\vec{E}$ und $\vec{E}$, die Intensitätsskala ist linear. Es gilt $\omega_F / \omega = 3ea_0 F / \hbar \omega = 0.75$ und $\chi = 3ea_0 E / \hbar \omega = 0.3$.

Der andere Grenzfall eines schwachen statischen Feldes ($3ea_0 F \ll \hbar \omega$) reduziert sich jedoch nicht einfach auf den adiabatischen Fall, wie aus der Form des Linienprofils der L_α -Linie sichtbar wird:

$$\begin{aligned}
 L_{L\alpha}(\omega_\gamma) &\propto \left(\delta(\omega_\gamma - \omega_{21} - \omega_F J_0(\chi)) + \delta(\omega_\gamma - \omega_{21} + \omega_F J_0(\chi)) \right) / 2 \\
 &+ \sum_{s=-\infty}^{+\infty} (J_{2s+2}^2(\chi) \delta(\omega_\gamma - \omega_{21} - 2s\omega) + J_{2s+1}^2(\chi) \\
 &\quad (\delta(\omega_\gamma - \omega_{21} - (2s+1)\omega - \omega_F J_0(\chi)) \\
 &\quad + \delta(\omega_\gamma - \omega_{21} - (2s+1)\omega + \omega_F J_0(\chi))) / 2) \dots \quad (2.41)
 \end{aligned}$$

Dieses Linienprofil ist in Abbildung 2.8 dargestellt. Für $F \rightarrow 0$ reduziert es sich auf den in Abschnitt 2.3 abgeleiteten Fall der alleinigen Wirkung eines hochfrequenten Feldes. Bei Anwesenheit eines statischen Feldes spalten jedoch die ungeraden Satelliten in zwei symmetrische Linien halber Intensität auf, während die geraden Satelliten unaufgespalten bleiben.

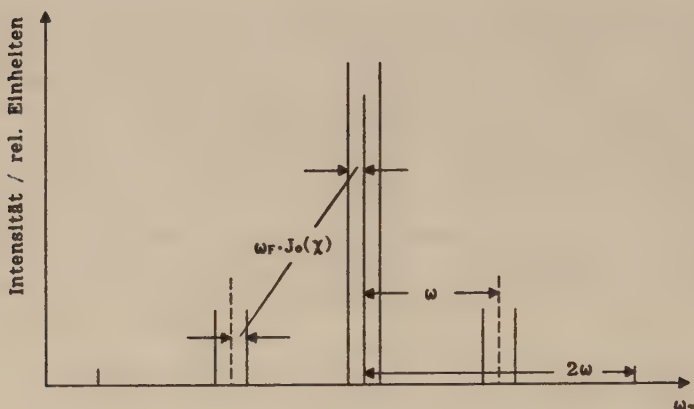


Abbildung 2.8: Linienprofil der Linie L_α bei nichtadiabatischer Überlagerung eines statischen Feldes F und eines hochfrequenten Feldes $E = E_0 \cos \omega t$. Die Beobachtungsrichtung steht senkrecht auf $\underline{F}$ und $\underline{E}$, die Intensitätsskala ist linear. Es gilt $\omega_F / \omega = 3e a_0 F / \hbar \omega = 0.2$ und $\chi = 3e a_0 E_0 / \hbar \omega = 1,2$.

2.8 Das Heliumspektrum

Obwohl das Heliumsystem in dieser Arbeit nicht experimentell untersucht wird, ist es dennoch interessant auch dieses Spektrum unter der gleichzeitigen Wirkung kleiner statischer sowie hochfrequenter Felder zu betrachten. Dabei wird nur auf den Fall $\underline{F} \parallel \underline{E}$ eingegangen, da hier in jüngster Zeit [Oks und Gavrilenko, 1986] neben einigen neuen Strukturen im Linienprofil auch ein Übergang in ein wasserstoffähnliches System gefunden wurde.

Ausgegangen wird hierbei von einem Feld der Form

$$\underline{E}_{ges}(t) = \underline{F} + \underline{E}_0 \cos(\omega t) \quad , \quad (2.42)$$

bei dem die Feldrichtungen parallel orientiert sind, d.h. $\underline{F} \parallel \underline{E}_0 \parallel \underline{e}_z$.

Betrachtet wird nun ein System mit drei Zuständen 0,1,2, ihren Wellenfunktionen ψ_j und ihren Energien $\hbar\omega_j^{(0)}$, $j = 0,1,2$. Da es sich bei Helium um nichtentartete Zustände handelt, müssen die Auswahlregeln für elektrische Dipolübergänge angewandt werden. So sei der Übergang $2 \rightarrow 0$ ein erlaubter Übergang und der Übergang $1 \rightarrow 0$ verboten. Gesucht wird eine Lösung der Schrödingergleichung unter Berücksichtigung der externen Felder:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = (H_0 + ezF + ezE_0 \cos(\omega t)) \Psi, \quad (2.43)$$

wobei H_0 der Hamiltonoperator des ungestörten Systems ist $H_0\psi_j = \omega_j^{(0)}\psi_j$, $j = 0,1,2$.

Die Lösung wird hierbei nach den Wellenfunktionen χ_1, χ_2 entwickelt, welche die Eigenfunktionen bei Anwesenheit eines rein statischen Feldes sind:

$$\begin{aligned} \chi_1 &= \psi_1 \cos(\beta/2) - \psi_2 \sin(\beta/2) \\ \chi_2 &= \psi_1 \sin(\beta/2) + \psi_2 \cos(\beta/2) \end{aligned} \quad (2.44)$$

Der Mischungswinkel β ist hierbei folgendermaßen festgelegt:

$$\begin{aligned} \tan\beta &= 2ez_{12}F/\hbar\omega_{21}^{(0)}, \\ \omega_{\nu\gamma}^{(0)} &= \omega_{\nu}^{(0)} - \omega_{\gamma}^{(0)}, \quad z_{\nu\gamma} = \langle \psi_{\nu} | z | \psi_{\gamma} \rangle \end{aligned} \quad (2.45)$$

Mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned} \omega_{2,1}(F) &= [(\omega_1^{(0)} + \omega_2^{(0)}) \pm \omega_{21}(F)]/2 \\ \omega_{21}(F) &= \omega_{21}^{(0)} (1 + \tan^2\beta)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.46)$$

folgt für die gesuchte Wellenfunktion Ψ

$$\Psi(t) = \sum_{j=1}^2 c_j(t) \chi_j \exp(-i\omega_j(F)t) \quad (2.47)$$

Durch Einsetzen in Gleichung (2.43) wird bei Gültigkeit der Bedingungen

$$\frac{|z_{12}E_0 \sin\beta|}{\omega} \ll 1, \quad \frac{1}{2} \left| \frac{z_{12}E_0 \cos\beta}{\omega_{21}(F) \pm \omega} \right| \ll 1, \quad (2.48)$$

d.h. die durch die HF-Felder hervorgerufenen Verschiebungen sind klein, folgender Ausdruck erhalten:

$$\begin{aligned} \Psi_{1,2}(t) = & \left\{ \left(1 \pm \frac{iz_{1,2} E_0 \sin \beta}{\omega} \sin(\omega t) \right) \chi_{1,2} \right. \\ & + \frac{z_{1,2} E_0 \cos \beta}{2} \left[\frac{\exp(i\omega t)}{\omega_{2,1}(F) \pm \omega} + \frac{\exp(-i\omega t)}{\omega_{2,1}(F) \mp \omega} \right] \chi_{2,1} \Big\} \\ & \cdot \exp(-i\omega_{1,2}(F)t) \pm z_{1,2} E_0 \cos \beta \omega_{2,1}(F) \chi_{2,1} \\ & \cdot \exp(-i\omega_{2,1}(F)t) 1/[\omega_{2,1}^2(F) - \omega^2] \quad (2.49) \end{aligned}$$

Für das Linienprofil folgt daraus (π -Polarisation):

$$\begin{aligned} I(\omega_T) \propto & |z_{2,0}|^2 \chi f_A \delta[\omega_T - \bar{\omega} - \omega_{2,1}(F)/2] \\ & + f_F \delta[\omega_T - \bar{\omega} + \omega_{2,1}(F)/2] \\ & + f_{-F} \delta[\omega_T - \bar{\omega} + \omega_{2,1}(F)/2 - \omega \cdot \text{sign} \omega_{2,1}^0] \\ & + f_{+F} \delta[\omega_T - \bar{\omega} + \omega_{2,1}(F)/2 + \omega \cdot \text{sign} \omega_{2,1}^0] \\ & + f_{-A} \delta[\omega_T - \bar{\omega} - \omega_{2,1}(F)/2 + \omega \cdot \text{sign} \omega_{2,1}^0] \\ & + f_{+A} \delta[\omega_T - \bar{\omega} - \omega_{2,1}(F)/2 - \omega \cdot \text{sign} \omega_{2,1}^0] \quad (2.50) \end{aligned}$$

mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned} \bar{\omega} = & (\omega_{1,0}^0 + \omega_{2,0}^0)/2, \quad f_A \simeq \cos^2(\beta/2) \simeq 1 - f_F \\ f_{\mp F} = & \frac{E_0^2 z_{1,2}^2}{4} \left(\frac{\sin \beta \sin(\beta/2)}{\omega} \mp \frac{\cos \beta \cos(\beta/2)}{|\omega_{2,1}(F)| \mp \omega} \right)^2 \\ f_{\mp A} = & \frac{E_0^2 z_{1,2}^2}{4} \left(\frac{\sin \beta \cos(\beta/2)}{\omega} \pm \frac{\cos \beta \sin(\beta/2)}{|\omega_{2,1}(F)| \mp \omega} \right)^2 \quad (2.51) \end{aligned}$$

In dem Spektrum (2.50) ist zu erkennen, daß neben der erlaubten Linie mit der Intensität f_A nun durch die Mischung der beiden oberen Zustände 1 und 2 die verbotene Linie mit der Intensität f_F auftritt. Ein neues Phänomen ist das Auftreten von Satelliten um die erlaubte Linie im Abstand ω mit den Intensitäten f_{-A} und f_{+A} , die im Falle $F = 0$ wegen der Dipolauswahlregel verboten sind. Weiterhin sind die Satelliten der verbotenen Linie mit den Intensitäten f_{-F} und f_{+F} auszumachen. Diese gehen für kleine statische Felder F in die Baranger-Mozer-Satelliten über [Baranger und Mozer, 1961].

Bei größeren Feldern F hingegen werden die Intensitäten der Satelliten der verbotenen Komponente nahezu gleich, d.h. $f_{-F} \approx f_{+F} \approx E_0^2 Z_{12}^2 / 8 \omega^2$. In diesem Fall verhalten sich die Satelliten vollkommen analog zu denjenigen im Wasserstoffsystem, die ja ebenfalls $\propto E_0^2 / \omega^2$ skalieren.

Ein Beispiel für ein derartiges Spektrum ist in Abbildung 2.9 dargestellt.

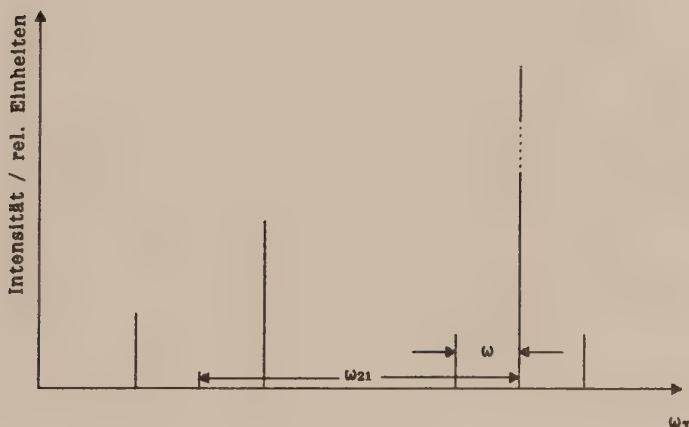


Abbildung 2.9: Linienprofil einer Linie mit verbotener Komponente bei gleichzeitiger Wirkung eines statischen Feldes F und eines hochfrequenten Feldes E . Die Beobachtungsrichtung steht senkrecht auf $\underline{F}$ bzw. $\underline{E}$. Die erlaubte Komponente mit Satelliten ist rechts, die verbotene Komponente mit Satelliten ist links dargestellt. Es gilt $\beta = 0,1$ und $\omega_{21}/\omega = 5$.

Oks und Gavrilenko [Oks und Gavrilenko (1986)] weisen darauf hin, daß schon ein relativ schwaches statisches Feld F ein Abweichen von der bekannten Linienform der Baranger-Mozer-Satelliten bewirken kann, so daß die Methode der Feldstärkebestimmung, die auf dem Vergleich der relativen Linienintensitäten beruht, ebenfalls einer Korrektur bedarf. Handelt es sich beim statischen Feld um das Plasmamikrofeld, so geben die Autoren für den Übergang $(4f, 4d) \rightarrow 2j_p$, $j = 1, 3$ eine Dichtegrenze von $n_e \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$ an, oberhalb derer die Korrekturen bei der Bestimmung der hochfrequenten Feldstärke wichtig werden.

3. ERZEUGUNG STARKER ELEKTRISCHER FELDER

Der Einfluß des elektrischen Feldes auf das Linienprofil kann, wie in der Einleitung bereits erwähnt, experimentell am besten studiert werden, wenn das zu untersuchende Feld von der Plasmaerzeugung getrennt bereitgestellt wird. In diesem Fall kann durch Abschalten des Feldes stets der Vergleich zum ungestörten Fall hergestellt werden. Aufgabe ist es also, eine hohe Feldstärke bzw. Leistung bei gleichzeitig hohen Frequenzen technisch zu beherrschen. Die in diesem Experiment gewählte Feldfrequenz von 34.8 GHz und die damit verknüpfte kurze Hohlleiterwellenlänge von 8 mm führt dabei im Vergleich zu kleineren Frequenzen im wesentlichen zu zwei neuen Problemen. Zum einen steigt wegen der geringen Abmessungen des Hohlleiters bei hohen Leistungen die Gefahr eines elektrischen Durchschlags beträchtlich, zum anderen kann zur Erzeugung einer Feldüberhöhung nicht mehr die im Bereich der cm-Wellen bewährte Anordnung eines Hohlraumresonators verwandt werden, ebenfalls wegen der zu geringen geometrischen Dimensionen. Daher wurde in diesem Experiment ein Verfahren erprobt und angewandt, welches sich auf die aus der Optik bekannten Methoden zur Bündelung elektromagnetischer Wellen stützt.

3.1 Überschläge und Bogenbildung im Hohlleiter

Ursachen der Bogenbildung

Da durch den Hohlleiter Leistungen von bis zu 100 kW übertragen werden müssen, würde die hohe Feldstärke ohne geeignete Gegenmaßnahmen zu Überschlägen im Hohlleiter führen. Diese Überschläge und die damit

zusammenhängende Bogenbildung müssen auf jeden Fall unterbunden werden. Eine mögliche Gegenmaßnahme besteht darin, aufgeweitete Hohlleiter zu benutzen. Diese bereiten jedoch wegen der Vielzahl der in ihnen ausbreitungsfähigen Moden Probleme. Daher werden in diesem Experiment die Standardabmessungen des Hohlleiters beibehalten und Überschläge durch andere Maßnahmen unterdrückt. Hierzu ist es erforderlich, sich zunächst ein Bild von den Ursachen und Folgen der Bogenbildung zu machen.

Ein Bogen in einem Hohlleiter stellt einen Kurzschluß dar, an dem die vom Magnetron kommende Leistung reflektiert wird. Dies hat nicht nur zur Folge, daß die Leistung nicht mehr am gewünschten Ort zur Verfügung steht, sondern ein derartiger Kurzschluß kann auch die Zerstörung des Magnetrons zur Folge haben. Der empfindlichste Teil des Magnetrons ist das Magnetronfenster. Dieses schließt einerseits das Vakuum des Magnetrons gegen den Hohlleiter ab, andererseits muß es für die Mikrowelle transparent sein. Ein Riß in diesem Fenster hat daher zwangsläufig den Ausfall des Magnetrons zur Folge.

Die Gefahr, das Fenster zu beschädigen, besteht bei jedem Überschlag im Hohlleiter, da ein an beliebiger Stelle im Hohlleitersystem gezündeter Bogen die Tendenz aufweist, zum Magnetron hin zu laufen. Dabei existieren zwei Mechanismen, die eine derartige Bewegung des Bogens zur Folge haben können. Durch die Überlagerung der am Bogen reflektierten mit der vom Magnetron kommenden Welle entsteht eine stehende Welle, die nur eine $1/4$ Wellenlänge vom Bogen entfernt einen Spannungsbauch aufweist. In diesem Spannungsmaximum kann es dann zu einem neuerlichen Durchschlag kommen. Auf diese Weise kann der Bogen um jeweils $1/4$ Wellenlänge bis zum Magnetronfenster springen und dieses durch schnelle lokale Aufheizung sprengen. Der andere Mechanismus, der eine Wanderung des Bogens auslösen kann, beruht auf der ionisierenden Wirkung des Bogens. Die vom Bogen ionisierten Teilchen und damit der Bogen selbst werden von der sich in der Nähe aufsteilenden elektrischen HF-Feldstärke angezogen. Der Bogen kann auf diese Weise kontinuierlich in die Richtung des Magnetrons wandern und dabei auch Hindernisse, wie z.B. einen Isolator überwinden.

Die maximale, von einem rechteckigen Hohlleiter übertragbare Leistung ist durch folgenden Ausdruck gegeben [Thomas (1972)]:

$$\frac{P_{b,d}}{\text{Watt}} = 6.63 \cdot 10^{-4} \left(\frac{E_{max}}{V/cm} \right)^2 \frac{x}{cm} \frac{y}{cm} \frac{\lambda_0}{\lambda_g}, \quad (3.1)$$

mit

- E_{max} : Durchbruchfeldstärke ,
 x und y : Innere Abmessungen des Rechteckhohlleiters ,
 λ_0 und λ_g : Freiraum bzw Hohlleiterwellenlänge .

Charakteristisch ist die quadratische Abhängigkeit von den Lineardimensionen. Das bedeutet z.B. bei Halbierung der Wellenlänge und damit der Hohlleiterdimensionen eine Verringerung der maximal übertragbaren Leistung auf ein Viertel.

Erhöhung der Durchschlagsicherheit

Um die Durchschlagfestigkeit im Hohlleiter zu erhöhen, ist es wichtig, alle Faktoren zu kennen, die zur Bogenbildung bzw. zur Unterdrückung der Bogenbildung beitragen können.

Ein wichtiger Faktor ist hierbei das Stehwellenverhältnis, definiert durch

$$VSWR = \frac{E_{max}}{E_{min}} = \frac{1+p}{1-p} , \quad p = \frac{E_{rück}}{E_{hin}} . \quad (3.2)$$

Ein großes Stehwellenverhältnis, also ein hoher Reflexionskoeffizient p , führt zu einer verminderten Durchschlagfestigkeit, da die zum Durchschlag führende Feldstärkeschwelle schon bei relativ kleinen übertragenen Leistungen erreicht wird. Die maximal übertragbare Leistung ist umgekehrt proportional zum Stehwellenverhältnis. Es ist also von entscheidender Bedeutung, die Reflexionen im Hohlleitersystem so gering wie möglich zu halten.

Als Quelle für Reflexionen kommt insbesondere eine schlechte Anpassung an die Last in Betracht. In diesem Experiment wird die Leistung über ein Horn-Linsensystem ins Plasma eingestrahlt, das, wie in Kapitel 3.2 beschrieben wird, ein Stehwellenverhältnis $\leq 1,15$ besitzt.

Als weitere Ursache für Reflexionen kommen alle Hohlleiterverbindungen in Betracht, da bei schlechtem elektrischen Kontakt die Ströme, die auf den inneren Hohlleiterwänden fließen, unterbrochen werden. Zur Verbesserung der Übergänge werden diese als *Drosselflanschverbindung* ausgeführt [Pehl (1984)].

Hierbei wird ein Kurzschluß, der sich eine halbe Wellenlänge von der eigentlichen Flanschverbindung entfernt befindet, an die Stoßstelle zwischen zwei Hohlleitern transformiert. Der mechanische Kontakt geschieht dabei eine viertel Wellenlänge vom Kurzschluß entfernt, d.h. in einem Stromknoten. Das Stehwellenverhältnis der benutzten Hohlleiter beträgt damit weniger als 1,06. Die *Einfügungsdämpfung* (insertion loss) wird durch einen solchen *Drosselflansch* (choke-flange) ebenfalls herabgesetzt und beträgt weniger als 0,3 dB.

Außer diesen in jedem Hohlleitersystem vorhandenen Reflexionsquellen kommen auch alle weiteren im System vorhandenen Bauteile als Quelle für Reflexionen in Betracht. Die Stehwellenverhältnisse der einzelnen Bauteile sind in Abschnitt 3.2 angegeben. Das gesamte Stehwellenverhältnis am Magnetronfenster ergibt sich dabei durch Multiplikation der einzelnen VSWR.

Ein Nebeneffekt, verursacht durch ein erhöhtes Stehwellenverhältnis, ist das sogenannte *pulling*. Hierbei handelt es sich um die Möglichkeit, daß das Magnetron durch ein Stehwellenverhältnis größer 1 in ein Gebiet erhöhter Leistungsabgabe außerhalb des normalen Betriebsbereiches *gezogen* wird.

Neben dem Stehwellenverhältnis gibt es noch weitere Faktoren, welche die Durchschlagfestigkeit im Hohlleiter herabsetzen können. Verunreinigungen, wie z.B. kleine Metallpartikel, können die übertragbare Leistung auf ein Drittel vermindern. Feuchtigkeit und Kondensation verringern ebenfalls die Durchschlagfestigkeit. Dies bedeutet, daß zur Erhöhung der Durchschlagfestigkeit eine hohe Reinheit im Hohlleitersystem gefordert wird.

Neben den genannten Faktoren, welche die Durchschlagfestigkeit herabsetzen, gibt es im wesentlichen zwei Faktoren, die zu einer effektiven Erhöhung der Durchbruchfeldstärke beitragen: Dieses sind der Druck und die Gasart im Hohlleitersystem. Dabei gilt, daß die übertragbare Leistung etwa quadratisch mit dem Druck anwächst. Verdoppelung des Drucks gibt also vierfache Sicherheit. Mit dem anderen Faktor, der Gasart, läßt sich ebenfalls eine beträchtliche Erhöhung der Durchbruchsicherheit erzielen. Dabei hat sich insbesondere SF_6 , als Arbeitgas bewährt. Die Benutzung dieses Gases im Mikrowellenhohlleiter erhöht die übertragbare Leistung etwa um einen Faktor zehn gegenüber Luft. Diese Eigenschaft beruht zum einen auf der sehr hohen Elektronegativität, also auf der Fähigkeit des SF_6 freie Elektronen aufzufangen. Freie Elektronen sind z.B. in Luft für die Rotations und Vibrationsanregung und schließlich für die Dissoziation der Moleküle O_2 und N_2 verantwortlich [Rutscher und Deutsch (1984)]. Die entstehenden Dissoziationsprodukte, aber auch die Moleküle selbst können ionisiert werden, während in SF_6 wegen der sehr hohen Ionisierungsenergie der Moleküle

praktisch nur die Ionisation der Dissoziationsprodukte in Frage kommt [Rieder (1967)]. Ein weiterer, die Durchschlagsicherheit erhöhender Faktor ist die hohe Wärmeleitfähigkeit von SF_6 , die ebenfalls erheblich zur Abfuhr freier Energie beiträgt.

3.2 Die Komponenten des Hohlleitersystems

Der Aufbau des Hohlleitersystems ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Bedeutung und Funktionsweise der einzelnen Komponenten soll kurz erläutert werden.

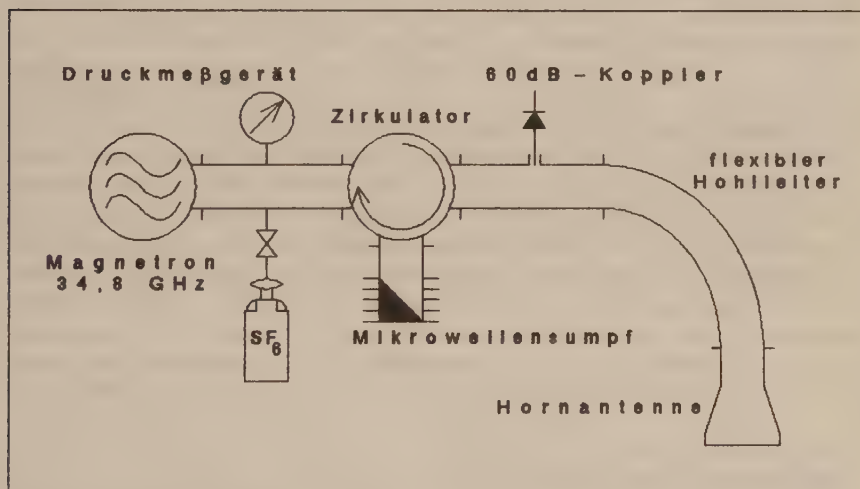


Abbildung 3.1: Aufbau des 8 mm-Hohlleitersystems.

Das Magnetron

Das Magnetron stellt die in diesem Experiment benutzte Quelle zur Erzeugung hochfrequenter Mikrowellen dar. Bei dem Magnetron handelt es sich um den Typ L-4516 von LITTON INDUSTRIES. Die Frequenz des Magnetrons ist manuell zwischen 34,700 und 34,930 GHz durchstimmbar. Die maximale Leistungsabgabe des Magnetrons beträgt 110 kW, die maximale Pulsdauer 1 μ s.

und das maximale Tastverhältnis 1:1000. Das höchste zulässige Stehwellenverhältnis beträgt 1,5. Die Anode des Magnetrons wird luftgekühlt. Die Anodenspannung zwischen 17 und 21 kV wird von einem Hochspannungstransformator bereitgestellt und über einen Röhrenpulser (hard-tube-pulser) auf das Magnetron geschaltet. Die Pulsfrequenz beträgt im Experiment bis zu 330 Hz.

Gaszufuhr und Druckmeßgerät

Da der Hohlleiter Spitzenleistungen bis zu 110 kW transportiert, müssen die erwähnten Maßnahmen zur Erhöhung der Durchbruchsicherheit getroffen werden. Die Durchbruchfeldstärke in Luft unter Atmosphärendruck beträgt etwa 30 kV/cm [Rieder (1967)]. Bei der Auslegung des Systems sollte man hier einen Sicherheitsfaktor von zwei wählen, d.h. mit einer Durchbruchfeldstärke von 15 kV/cm rechnen. Gleichung 3.1 liefert für einen Ka-Band-Hohlleiter eine maximal übertragbare Leistung von etwa 35 kW. Aus diesem Grund muß der Hohlleiter unter Überdruck gesetzt werden. Zur weiteren Erhöhung der Durchschlagfestigkeit wird als Gasart nicht Luft, sondern SF₆ verwendet. Im Hohlleitersystem sind keine Maßnahmen vorgesehen, um die Luft bei Füllung mit SF₆ entweichen zu lassen, sondern es wird auf den normalen Luftdruck ein Partialdruck von zwei Atmosphären SF₆ gegeben. Der Sicherheitsfaktor des Gasgemisches setzt sich dabei zumindest additiv aus den Sicherheitsfaktoren der einzelnen Gase zusammen, so daß sich insgesamt die maximal übertragbare Leistung um mehr als einen Faktor 100 erhöht, was ausreichende Sicherheit gegen elektr. Durchschlag bietet. Der im Hohlleiter herrschende Druck kann ständig mit einem angeschlossenen Druckmeßgerät kontrolliert werden. Das Stehwellenverhältnis dieser Einheit ist $\leq 1,05$.

Zirkulator und Mikrowellensumpf

Reflexionen im Hohlleitersystem, insbesondere an der Last, führen nicht allein zu einer Erhöhung des Stehwellenverhältnisses und damit zu einer erhöhten Durchschlagsgefahr, sondern auch die reflektierte Leistung selbst gefährdet das Magnetron. Aus diesem Grund muß die von der Last reflektierte Leistung in einen Sumpf geführt und dort möglichst vollständig dissipiert werden. Diese Aufgabe übernimmt der Zirkulator. Es handelt sich dabei um das Modell D3-R14411 von P & H LABORATORIES. Dieser besitzt ein Stehwellenverhältnis von $\leq 1,10$, eine *Einfügungsdämpfung* (insertion-loss) von 0,3 dB und eine Isolation zwischen den einzelnen Zweigen von mindestens 20 dB. Bei dem angeschlossenen Mikrowellensumpf handelt es sich um das

Modell A80-H der Microwave Research Corporation. Dieser Abschluß kann durchschnittliche Leistungen von 100 W und Spitzenleistungen von 80 kW aufnehmen.

Der 60 dB-Koppler

Um sowohl die Mikrowellenleistung als auch Pulslänge und Pulsform kontrollieren zu können, ist es wünschenswert, einen Teil des Mikrowellensignals direkt aus dem Hohlleiter auszukoppeln. Hierzu dient der *power sampler* A50-6-17 der Microwave Research Corporation. Er besitzt einen Kopplungswert von 60 dB. Die ausgekoppelte Leistung liegt im Bereich von etwa 100 mW und wird einer kalibrierten Mikrowellendiode zugeführt, deren Ausgangssignal ständig kontrolliert wird. Der Koppler verursacht ein Stehwellenverhältnis von $\leq 1,05$.

Der flexible Hohlleiter

Der flexible Hohlleiter dient zur Verbindung zwischen Hornantenne und dem übrigen Hohlleitersystem. Die Hornantenne ist Bestandteil des nachfolgend beschriebenen Horn-Linsensystems und muß zur Justierung des Mikrowellenfokusses frei drehbar sein. Der flexible Hohlleiter hat eine Länge von 45 cm verursacht ein Stehwellenverhältnis von $\leq 1,07$ und bewirkt eine Dämpfung von maximal 0,7 dB. Der Krümmungsradius in der H-Ebene beträgt minimal 5 cm.

Die Hornantenne

Die Hornantenne schließt das Hohlleitersystem ab und dient zur Auskopplung der Mikrowelle aus dem Hohlleiter; sie ist gleichzeitig Teil des im folgenden Abschnitt beschriebenen Horn-Linsensystems. Bei der Antenne handelt es sich um den Typ A856-3 von alpha TRG. Die Hornantenne ist vorne mit einer plan-konvexen dielektrischen Linse abgeschlossen, welche die Kugelwellen ihres Strahlungsfeldes in ebene Wellen umwandelt. Die abgestrahlten Wellen sind linear polarisiert. Die Linse hat einen Durchmesser von 76 mm und ist zur besseren Anpassung an das Horn auf der planen Seite mit Furchen versehen, die $1/4$ Wellenlänge tief sind.

3.3 Das Horn-Linsensystem

Eine wesentliche Voraussetzung für die Durchführung der experimentellen Vorhaben besteht in der Erzeugung, starker elektrischer Felder, indem Mikrowellen mit Hilfe von Linsen gebündelt werden. Zu diesem Zweck ist es notwendig sich darüber Klarheit zu verschaffen, unter welchen Bedingungen die Übertragung der aus der Optik bekannten Verfahren und Methoden auf das Gebiet der mm-Wellen möglich ist.

Fresnelzonen und Antennenfernfeld

Um die Frage anzugehen, welchen Einfluß Linsen auf Mikrowellenstrahlung ausüben, dient das bekannte Problem der Fresnelschen Zonenkonstruktion [Gerthsen (1966)] als Ausgangspunkt. Eine Öffnung mit dem Durchmesser A möge aus dem Unendlichen mit kohärenten Wellen angestrahlt werden (Abbildung 3.2).

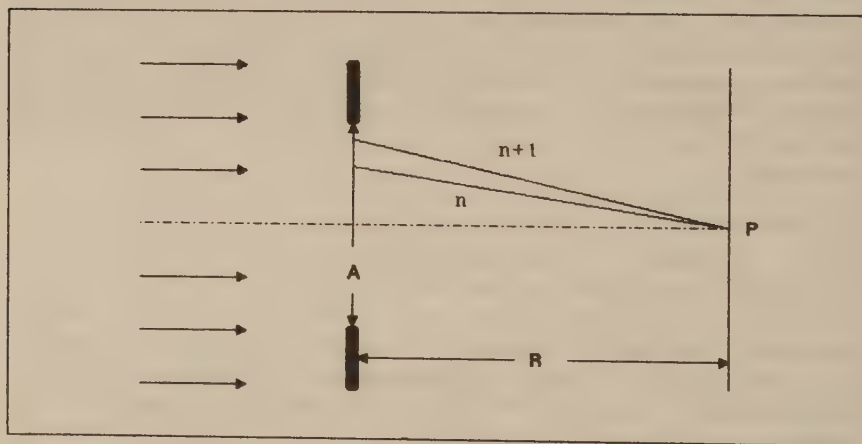


Abbildung 3.2: Geometrie der Fresnel'schen Zonenkonstruktion. Die Öffnung mit dem Durchmesser A wird von links aus dem Unendlichen angestrahlt. Der Gangunterschied zweier Strahlen aufeinanderfolgender Zonen beträgt $\lambda/2$ im Aufpunkt P .

Gesucht ist die Intensität auf der Achse im Abstand R . Das Huygensche Prinzip besagt nun, daß die Intensität in diesem Punkt sich aus der Interferenz aller Elementarwellen der Öffnung A ergibt. Je nach Gangunterschied dieser Elementarwellen kommt es zu konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz. Die Öffnung A wird in Zonen eingeteilt, deren Elementarwellen einen Gangunterschied von jeweils $\lambda/2$ aufweisen. Die Strahlung zweier aufeinanderfolgender Zonen löscht sich daher jeweils aus. Die Anzahl n dieser in der Öffnung A vorhandenen und damit *ausgeleuchteten* Zonen ergibt sich dabei zu [Heald und Wharton (1965)]

$$n = A^2 / 4\lambda R . \quad (3.3)$$

Wegen der kleinen Wellenlänge gilt für sichtbares Licht in der Regel $n \gg 1$. Bei der Arbeit mit Millimeterwellen ist es jedoch auch möglich, den Fall $n < 1$ zu realisieren. Die Bedingung $n \leq 1/4$, d.h.

$$R \geq A^2 / \lambda , \quad (3.4)$$

ist auch als Definition des Antennenfernfeldes bekannt. Diese Bedingung bedeutet, daß die von der Öffnung A ausgehenden Elementarwellen einen Gangunterschied von weniger als $\lambda/8$ aufweisen. Im Antennenfernfeld ergibt sich als Interferenzmuster die bekannte Fraunhofersche Beugungsstruktur.

Gebrauch von Linsen

Durch Einfügen einer Linse ist es nun möglich, kleine Gangunterschiede auch schon bei kürzeren Abständen als nach Gleichung (3.4) zu erreichen. Die Wirkung einer Linse beruht also darauf, den Bereich des Fernfeldes näher an die Antenne heranzurücken. Damit eine Linse die ohnehin vorhandene Beugungsstruktur wesentlich beeinflußt, muß ihre Brennweite F kürzer sein, als es der Fernfeldbedingung (3.4) entspricht:

$$F \leq A^2 / \lambda . \quad (3.5)$$

Neben diesem oberen Grenzwert für die Linsenbrennweite F ergibt sich aus

technischen Gründen ein unterer Grenzwert zu

$$F \geq A \quad (3.6)$$

Die Breite der (Fraunhoferschen-) Beugungsfigur im Fokus der Linse beträgt dann

$$2\lambda(F/A) \geq 2\lambda \quad (3.7)$$

Aus diesen Betrachtungen läßt sich folgende Schlußfolgerung ziehen. Der Gebrauch von Linsen ist in einem gewissen Anwendungsbereich ($A \leq F \leq A^2/\lambda$) sinnvoll. Dieser Bereich wächst mit der Verkürzung der Wellenlänge. Die Breite des Hauptmaximums skaliert ebenfalls mit der Wellenlänge und ist daher bei Mikrowellen wesentlich größer als im optischen Bereich.

Aufbau und Test des Horn-Linsensystems

Das Horn-Linsensystem besteht, wie unten in Abbildung 3.3 dargestellt, aus der Sendeantenne sowie der die Mikrowellen fokussierenden Quarzlinse. Der Aufbau der Hornantenne wurde in Kapitel 3.2 beschrieben.

Bei der Wahl des Durchmessers A der Hornantenne sind folgende Gesichtspunkte zu berücksichtigen. Zunächst ist es wegen Gleichung (3.7) wünschenswert, den Durchmesser der Antenne möglichst groß zu wählen, um so die Breite der entstehenden Beugungsfigur zu minimieren. Andererseits darf, wegen der räumlichen Begrenzung durch die Magnetfeldspulen der Durchmesser des Strahlenbündels nicht zu groß gewählt werden. Als Kompromiß zwischen diesen beiden Forderungen wurde der Antennendurchmesser zu 76 mm gewählt.

Nach Festlegung des Antennendurchmessers sollte die Brennweite der Linse gemäß den Überlegungen des vorausgegangenen Abschnitts zwischen $A = 76\text{mm}$ und $A^2/\lambda = 722\text{mm}$ liegen. Da wegen der durch die Magnetfeldspulen erschwerten Zugänglichkeit ein Mindestabstand von 150 mm bis zum Rand des Entladungsgefäßes einzuhalten ist - zuzüglich einem Abstand von 30 mm bis

zur Achse des Entladungsgefäßes -, wurde die Brennweite schließlich zu 250 mm gewählt.

Bei der Auswahl der Linse ist schließlich darauf zu achten, daß sich die Brennweite für Mikrowellen erheblich von der Brennweite im optischen Gebiet unterscheidet. Die relative Dielektrizitätskonstante von synthetischem Quarz bei $f = 10\text{GHz}$ beträgt 3,80 [Marcuvitz (1964)]. Der Brechungsindex beträgt dann $n_{\text{mik}} = 1,95$, verglichen mit $n_{\text{opt}} = 1,46$ bei 546 nm. Die Brennweite einer plankonvexen Linse berechnet sich aus dem Brechungsindex des verwendeten Materials n und dem Krümmungsradius r zu [Bergmann-Schaefer (1974)]

$$\frac{1}{f} = (n-1) \frac{1}{r} . \quad (3.8)$$

Hieraus folgt dann unmittelbar für das Verhältnis der Brennweiten

$$\frac{f_{\text{opt}}}{f_{\text{mik}}} = \frac{n_{\text{mik}}-1}{n_{\text{opt}}-1} = \frac{1,95-1}{1,46-1} = 2,06 . \quad (3.9)$$

Die Linsenbrennweite im Mikrowellenbereich ist etwa halb so groß wie im optischen Bereich. Sie ist daher zu $f_{\text{opt}} = 500\text{ mm}$ gewählt, der Linsendurchmesser beträgt 100 mm.

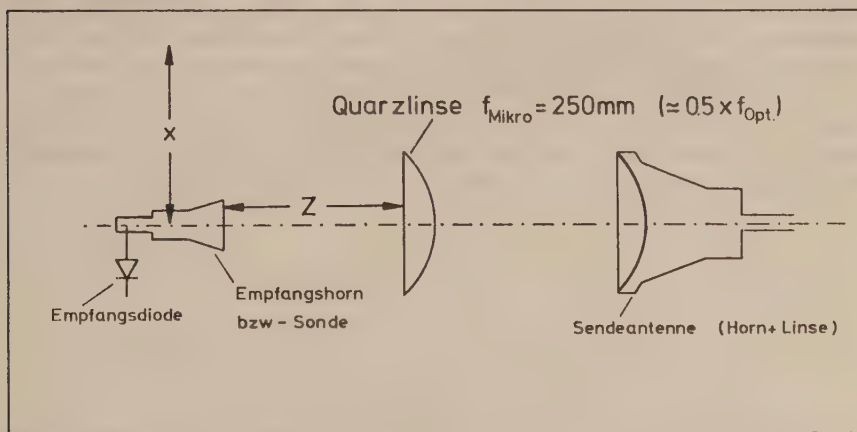


Abbildung 3.3: Aufbau zur Bestimmung der x und z -Abhängigkeit der Leistungsdichte im Wellenfeld des Horn-Linsensystems.

Der Aufbau zum Test des Horn-Linsensystems ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Zur Erprobung wird das Sendehorn von einer Gunn-Diode gleicher Frequenz aber kleinerer Leistung, im Vergleich zu dem im Experiment benutzten Magnetron gespeist. Die Leistungsdichte des von Sendehorn und Quarzlinse aufgebauten Wellenfeldes wurde mit einem kleinen Empfangshorn bzw. mit einer Mikrowellensonde in Verbindung mit einer kalibrierten Mikrowellendiode ausgemessen.

Die axiale Abhängigkeit der aufgenommenen Signale ist in den Abbildungen 3.4 und 3.5 dargestellt. Der in Abbildung 3.4 aufgetragene Abstand ist dabei von der Hornöffnung bis zur Linsenoberfläche gerechnet. Die Hornlänge selbst beträgt noch einmal 50 mm. Im Abstand einer Linsenbrennweite ist eine deutliche Aufstellung des Wellenfeldes zu beobachten. Das Maximum erstreckt sich dabei über einen relativ homogenen Bereich, der eine Ausdehnung von vielen Wellenlängen hat. Die Justierung des axialen Abstandes ist daher unkritisch. In der Abbildung 3.5, die mit der Mikrowellensonde aufgenommen wurde, werden Details des Wellenfeldes sichtbar. Bei der beobachteten Interferenzstruktur handelt es sich um stehende Wellen, die sich trotz allseitiger Abschirmung mit Mikrowellenabsorbermaterial zwischen Sondenspitze und Linse ausbilden.

Die radiale Abhängigkeit der aufgenommenen Signale wird in den Abbildungen 3.6 und 3.7 dargestellt. Der Vergleich der Abbildungen 3.6, aufgenommen im Fokus der Linse, und 3.7, außerhalb des Brennpunktes aufgenommen, zeigt noch einmal deutlich die axiale Aufstellung des Wellenfeldes. Die Abbildung 3.6 zeigt den Vergleich der Wellenfelder mit bzw. ohne Linse. Deutlich ist die fokussierende Wirkung der Linse zu erkennen. Die Leistungsüberhöhung im Fokus der Linse beträgt etwa einen Faktor 4 gegenüber dem Fall ohne Linse. Die Fokusbreite stimmt sehr gut mit der aus Gleichung 3.7 ermittelten Breite des zentralen Maximums der Fraunhoferschen Beugungsfigur von $2\lambda/(F/A) = 52 \text{ mm}$ überein.

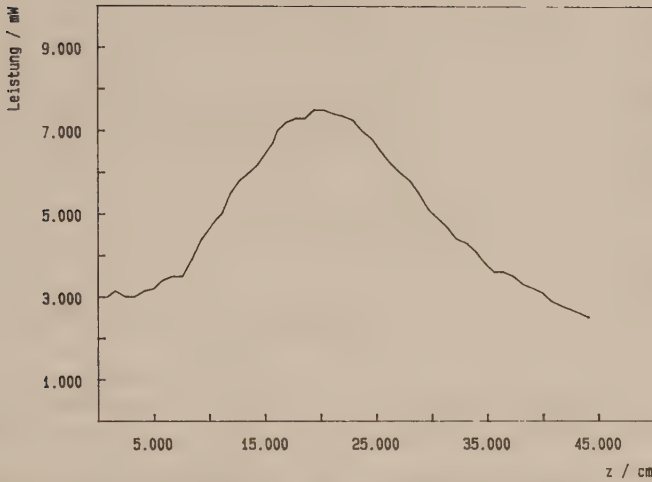


Abbildung 3.4: Axiale Abhängigkeit der Leistungsdichte im Wellenfeld des Horn-Linsensystems aufgenommen mit einem Mikrowellenhorn.

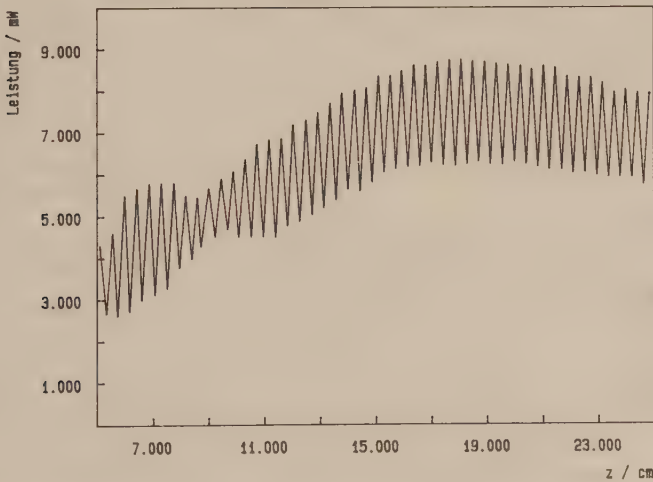


Abbildung 3.5: Axiale Abhängigkeit der Leistungsdichte im Wellenfeld des Horn-Linsensystems aufgenommen mit einer Mikrowellensonde.

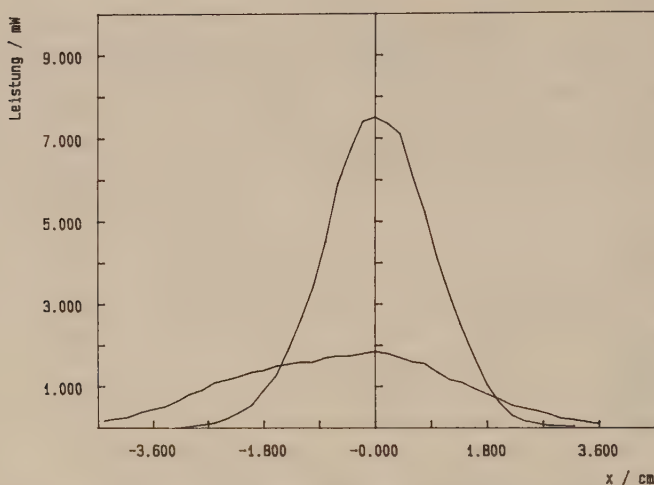


Abbildung 3.6: Radiale Abhängigkeit der Leistungsdichte im Wellenfeld des Horn-Linsensystems aufgenommen mit einem Mikrowellenhorn bei $z = 194$ mm.

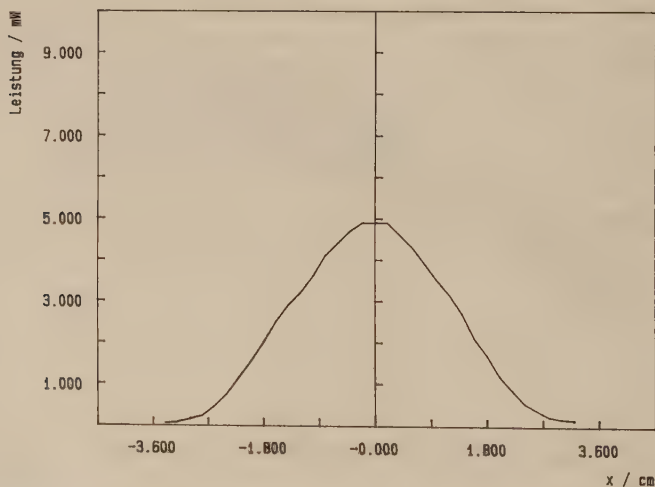


Abbildung 3.7: Radiale Abhängigkeit der Leistungsdichte im Wellenfeld des Horn-Linsensystems aufgenommen mit einem Mikrowellenhorn bei $z = 102$ mm.

4. DAS EXPERIMENT

4.1 Aufbau zur Erzeugung des Targetplasmas

Das Targetplasma stellt die in diesem Experiment untersuchte Lichtquelle im Mikrowellentestfeld dar, an die folgende Anforderungen gestellt werden:

- Geeignete Dimensionierung, um die Beobachtungen in einem möglichst ausgedehnten homogenen Bereich durchführen zu können und um störende Wandeinflüsse zu unterdrücken.
- Ausschluß überlagerter elektrischer und magnetischer Störfelder, insoweit ihre Feldstärken und Orientierungen erhebliche Modifikationen der Effekte im Mikrowellentestfeld erwarten lassen, insbesondere elektrische Gleichfelder, wie sie im Wandbereich einer Kapillarentladung aufgrund ambipolarer Diffusion - mit Orientierung senkrecht zum Mikrowellenfeld - auftreten können [Hicks (1973)].
- Räumliche Trennung der Plasmabeobachtung im Mikrowellentestfeld von der Plasmaerzeugung.
- Vermeidung von Verunreinigungskonzentrationen, um den Störuntergrund in den Spektren auf ein Mindestmaß zu reduzieren.
- Elektronenenergien, die ausreichende optische Anregung und entsprechend erträgliche Gesamtmeßzeiten gewährleisten.
- Elektronendichten, die klein genug sind, um eine vernachlässigbare Dämpfung der zu untersuchenden Testmikrowelle sicherzustellen ($\omega_{pe} \ll \omega$), aber genügend groß, um ausreichende Linienintensitäten zu garantieren.
- Gute Zugänglichkeit für die externe Mikrowelleneinstrahlung.

Entladungsgefäß, Vakuumsystem und Gaszuführung

Als Entladungsgefäß dient ein 113 cm langes Quarzrohr mit einem Innendurchmesser von 50 mm. Der Gebrauch eines Entladungsgefäßes aus Quarzglas empfiehlt sich hier nicht nur wegen der zu minimierenden Verunreinigungsintensitäten bei optischen Untersuchungen, sondern auch um eine ungehinderte Bestrahlung des Plasmas mit Mikrowellen zu ermöglichen. Obwohl das Licht nur aus dem Fokusbereich der Testmikrowelle im Entladungsgefäß untersucht wird, hat das Gefäß eine Gesamtlänge von 1 m, um am Untersuchungsort eine möglichst homogene und von Einflüssen ungestörte Entladung zu erhalten. Neben den optischen Untersuchungen sollte auch die Möglichkeit begleitender Sondenmessungen gegeben sein. Daher wurden am Beobachtungsort zwei zur Sondendurchführung dienende Flansche angebracht.

Zur Evakuierung des Entladungsgefäßes dient ein zweistufiges Pumpsystem, bestehend aus einer Vorpumpe sowie einer Turbomolekularpumpe vom Typ TURBOVAC 150 der Firma Leybold-Heraeus, die bei einer Nenndrehzahl von 50.000 U/min eine Saugleistung von 145 l/s erreicht. Hiermit wird ein Grundvakuum von etwa $2 \cdot 10^{-4}$ Pa erreicht. Das Grundvakuum wird mit einem Ionisationsmanometer vom Typ NRC 831 kontrolliert, das Vorvakuum wird mit einem Wärmeleitungsmanometer vom Typ THERMOVAC TM 201 gemessen.

Da im Mittelpunkt der Untersuchungen die Beobachtung des dynamischen Starkeffekts unter möglichst einfach zu überschauenden Verhältnissen steht, dient als Füllgas der Entladung Wasserstoff bzw. Deuterium. Praktisch alle vorgestellten Meßergebnisse wurden an einem Deuteriumplasma gewonnen, wobei Deuterium im wesentlichen zwei Vorteile gegenüber Wasserstoff besitzt. Zum einen ergibt sich wegen der größeren Masse und der damit verbundenen erhöhten Ionenträgheit ein besserer Plasmaeinschluß, zum anderen ist die Dopplerverbreiterung der untersuchten Spektrallinien gegenüber entsprechenden Wasserstofflinien um den Faktor $\sqrt{M_a/M_b}$ (M_a , M_b Atommassen) geringer. Das Deuterium gelangt über ein geheiztes Palladium-Diffusionsventil, dessen Durchfluß über einen Heizstrom geregelt werden kann, zum Entladungsgefäß. Gearbeitet wird im Gasdurchstrom, d.h. ein Teil des Füllgases wird ständig abgepumpt und durch frisches Deuterium ersetzt. Hierdurch werden die durch Wanddesorption verursachten Verunreinigungen gering gehalten. Der Fülldruck variiert zwischen 0,1 und 1 Pascal. Abbildung 4.1 zeigt eine schematische Darstellung der gesamten Vakuumanlage.

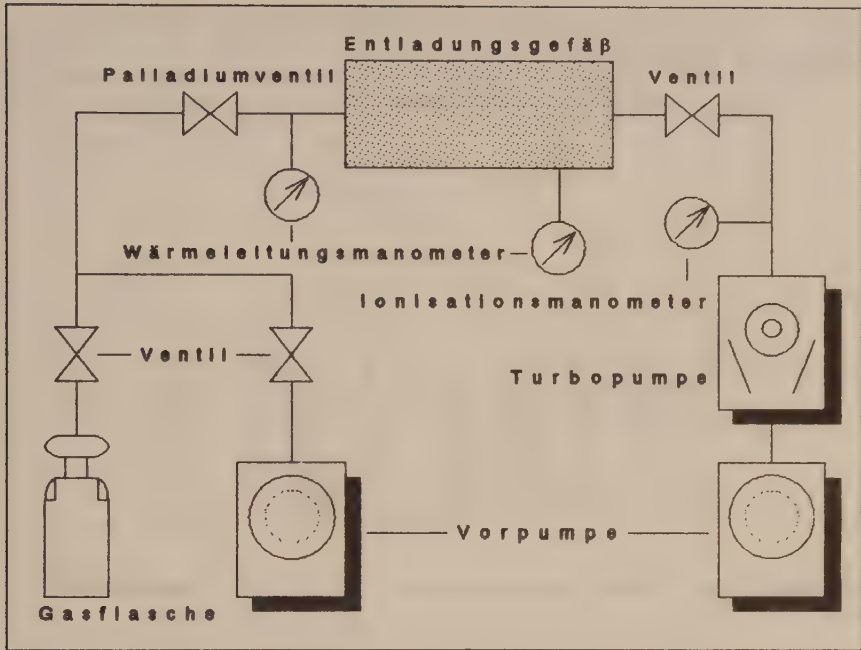


Abbildung 4.1: Vakuumanlage mit Entladungsgefäß und Gaszufuhr.

Magnetfeld

Dem Entladungsgefäß ist in Längsrichtung ein Magnetfeld überlagert. Dieses Magnetfeld erfüllt zwei Funktionen. Zum einen geschieht die Plasmaerzeugung und Plasmaheizung unter Ausnutzung der Elektronenzyklotronresonanz, zum anderen dient das Magnetfeld dem Plasmaeinschluß, da es die Diffusion geladener Teilchen senkrecht zu den Feldlinien behindert.

Die Magnetfeldanordnung besteht aus 10 Spulen mit je 27 Windungen, die am Ort des Untersuchungsvolumens ein weitgehend homogenes Magnetfeld erzeugen. Der Strom durch die Spulen beträgt maximal 500 A, die hierdurch erreichbare magnetische Feldstärke liegt bei etwa 0,11 T. Die Spulenordnung

und der Verlauf der magnetischen Feldstärke auf der Achse sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

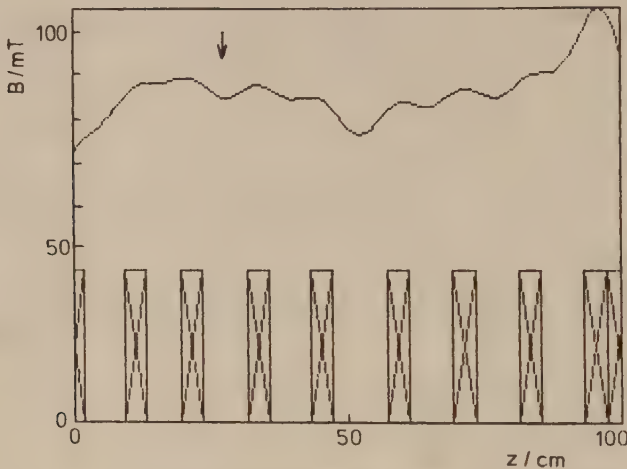


Abbildung 4.2: Axiale Spulenanordnung (unten) und Magnetfeldstärke (oben).

Die Plasmaerzeugung

Das Targetplasma ist ein mikrowellenerzeugtes Plasma. Die Frequenz der Mikrowelle beträgt 2,45 GHz, entsprechend einer Hohlleiterwellenlänge von 8 cm. Zur Mikrowellenerzeugung dient ein Magnetron vom Typ YJ 1160 der Firma Valvo. Die Mikrowellen werden über eine kurze Antenne vom coaxialen Ausgang des Magnetrons in einen Hohlleiter eingekoppelt und gelangen von dort über einen Zirkulator mit angeschlossenem Mikrowellensumpf, der der Absorption reflektierter Mikrowellen dient, zum Plasma. Das Entladungsgefäß mit einem Durchmesser von 5,5 cm durchdringt den Hohlleiter senkrecht, wie in Abbildung 4.3 dargestellt. Um am Ort der Plasmaerzeugung eine möglichst hohe Feldstärke zu erzielen, befindet sich hinter dem Entladungsgefäß ein beweglicher Kurzschlußschieber, mit dem das Plasma auf optimale Elektronendichte abgestimmt werden kann.

Im Pulsbetrieb bei Pulsfrequenzen zwischen 150 Hz und 300 Hz läßt sich die ausgekoppelte Magnetronleistung und damit die Elektronendichte in der Entladung erheblich steigern. Die Pulsdauer liegt zwischen 300 und 500 μ s, die maximale vom Magnetron abgegebene Pulsleistung beträgt ca. 2,5 kW.

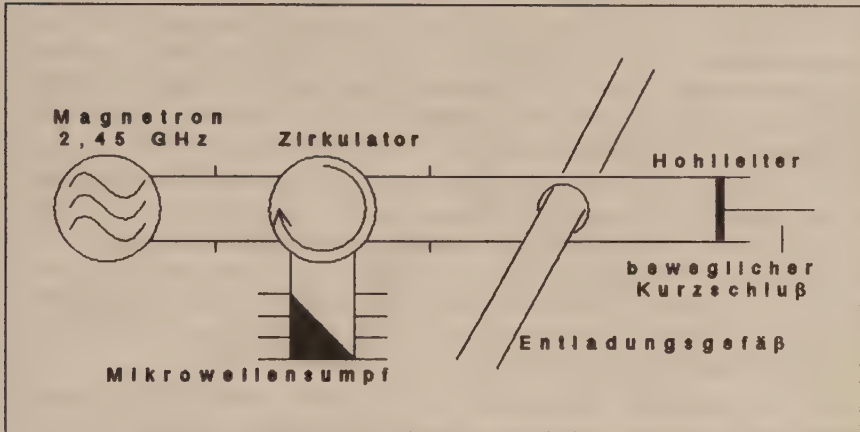


Abbildung 4.3: Entladungsgefäß und Aufbau zur Plasmaerzeugung.

4.2 Optischer Aufbau und Photonen zähler

Aufgabe des optischen Aufbaus ist es, das Licht von Deuteriumatomen, die dem hochfrequenten Mikrowellenfeld ausgesetzt sind, aufzusammeln und mit hoher Auflösung spektral zu zerlegen. Die Zähl elektronik ist dazu bestimmt, die vom Photodetektor abgegebenen Photonenpulse zu normieren und zeitlich korreliert mit dem Mikrowellenpuls zu zählen.

Die optischen Messungen werden side-on durchgeführt, d.h. das Licht wird senkrecht zur Achse des Entladungsgefäßes abgenommen. Der Winkel zwischen der optischen Achse und der Richtung der Mikrowelleneinstrahlung beträgt 30°. Das Plasma im Fokus der Mikrowellenlinse wird über einen Umlenkspiegel und eine Linse der Brennweite 225 mm auf den Eintrittsspalt des Spektrometers abgebildet. Bei dem Spektrometer handelt es sich um einen

Plangitterspektrographen PGS 2 der JENOPTIK JENA G.m.b.H. Dieser besitzt bei einem Öffnungsverhältnis von 1:28,5 eine Brennweite von 2,075 m. Gearbeitet wird mit einer Ebertschen Gitteraufstellung, zur Abbildung auf das Gitter wird also ein sphärischer Hohlspiegel benutzt. Das Gitter selbst besitzt bei einer Breite von 70 mm eine Strichzahl von 1300 Strichen/mm. Hierdurch ergibt sich das theoretische Auflösungsvermögen bei doppeltem Durchgang für die 1. Spektralordnung ("blaze"-Wellenlänge 290 nm) zu 180.000. Das praktische Auflösungsvermögen bei auf 20 μm geöffneten Ein- bzw. Austrittsspalt beträgt demgegenüber etwa 60.000. Ein Spektrum wird registriert, indem der Austrittsspalt mit einem Schrittmotor über das Spektrum gefahren wird.

Das durch den Austrittsspalt tretende Licht wird über einen Umlenkspiegel auf die Photokathode eines Photomultipliers geführt (Typ C 31034 A - 02 von RCA mit einer Gallium-Arsenid Photokathode und 11 Dynoden). Die Quantenausbeute beträgt bei einer Wellenlänge von 400 nm 20 %. Der Multiplier ist in einer hochfrequenzabgeschirmten Kühlkammer untergebracht und wird mit einem Peltierelement auf $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ gekühlt. Die Dunkelzählrate beträgt bei dieser Temperatur weniger als 10 counts/s.

Die vom Multiplier abgegebenen Signale werden verstärkt und einem Diskriminator zugeführt, an dessen Ausgang TTL-Signale abgegriffen werden können. Diese Normpulse gelangen über eine abgeschirmte Leitung zur HF-abgeschirmten Meßkabine, wo sie von einem Zähler synchron mit dem Mikrowellenpuls registriert werden, über eine Schnittstelle von einem Rechner (DEC LSI 11/2) abgespeichert und schließlich ausgeplottet werden. Der gesamte optische Aufbau ist schematisch in Abbildung 4.4 dargestellt.

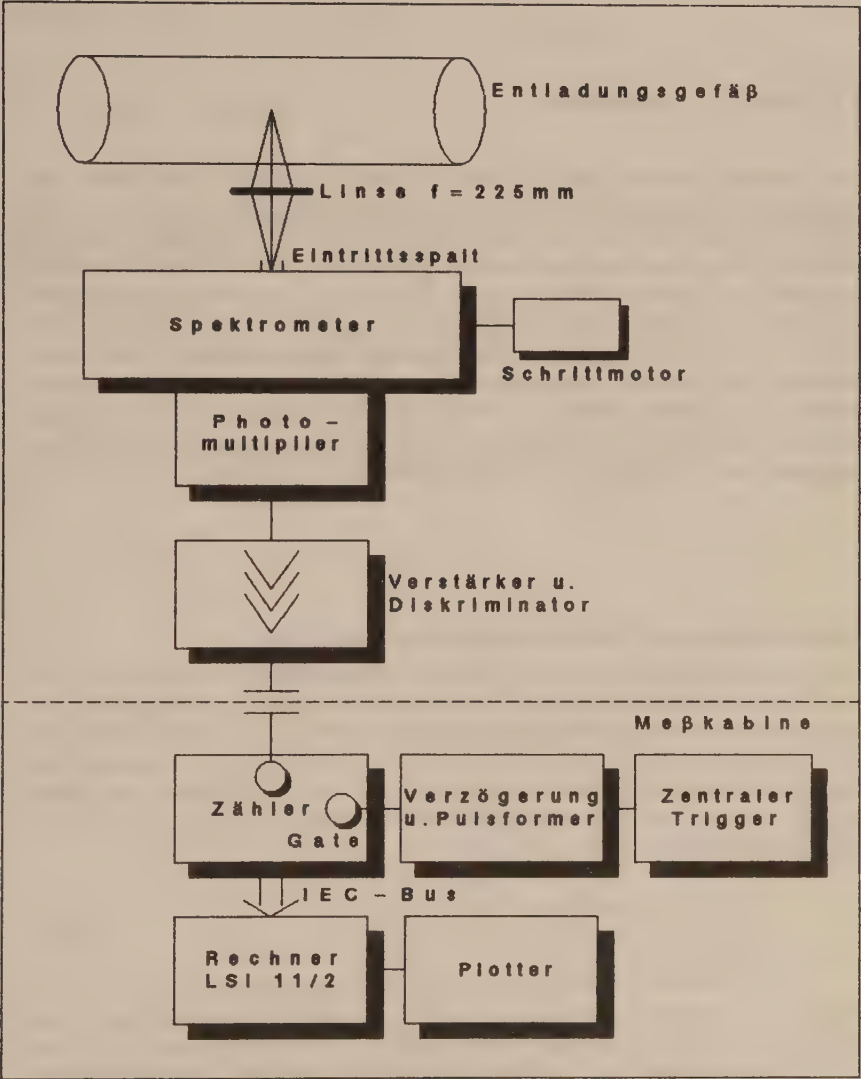


Abbildung 4.4: Optischer Aufbau.

4.3 Diagnostik des Targetplasmas

In diesem Abschnitt werden die Methoden vorgestellt, mit denen die grundlegenden Plasmaparameter wie Elektronendichte und Elektronenenergie bestimmt und so die für das Experiment günstigsten Betriebsbedingungen gefunden werden. Dabei wird ein Bereich der Elektronendichte gewählt, in dem einerseits die Linienintensitäten zur Aufnahme der Profile ausreichen, andererseits aber die (quasi-)statischen Plasmamikrofeldstärken noch eine Größenordnung unter den zu untersuchenden Mikrowellenfeldstärken liegen. Kriterium für optimale Elektronenenergie ist ebenfalls das Auftreten maximaler Linienintensität. Der Fülldruck der Entladung liegt in einem Bereich, in dem die Entladung ruhig brennt und in dem die reproduzierbare Einstellung der Plasmaparameter gewährleistet ist.

Dichtebestimmung mit dem Mikrowelleninterferometer

Zur Absolutbestimmung der mittleren Elektronendichte hat sich der Einsatz eines Mikrowelleninterferometers bewährt. Das Meßprinzip beruht auf der Dichteabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im Plasma. Die Mikrowellen werden mit Hilfe dielektrischer Antennen in der ordentlichen Mode ins Plasma eingestrahlt, der elektr. Feldvektor der Welle schwingt parallel zum statischen Magnetfeld. Der Brechungsindex dieser Mode beträgt [Chen (1974)]

$$N = \frac{kc}{\omega} = \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right]^{1/2} = \left[1 - \frac{n}{n_c} \right]^{1/2}. \quad (4.1)$$

Oberhalb der cut-off Dichte $n_c = \epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$ ist keine Wellenausbreitung möglich. Die durch das Plasma hervorgerufene Laufzeitverzögerung der Welle wird interferometrisch als Phasenverschiebung zwischen Plasmazweig und Referenzzweig bestimmt [Podgorny (1971)]. Sie beträgt für den Fall kleiner

Dichte ($n \ll n_c$):

$$\Delta\varphi = \int_{-r}^{+r} (k - k_0) dr = \frac{\omega}{c} \frac{\bar{n}}{n_c} r \quad (4.2)$$

mit $k_0 = \omega/c$ als Vakuumwellenzahl und der über den Plasmaradius gemittelten Dichte $\bar{n}$, für die gilt:

$$\bar{n} = \frac{1}{2r} \int_{-r}^{+r} n(r) dr = \frac{n_c c}{r \cdot \omega} \Delta\varphi. \quad (4.3)$$

Ein Beispiel eines Interferogramms ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

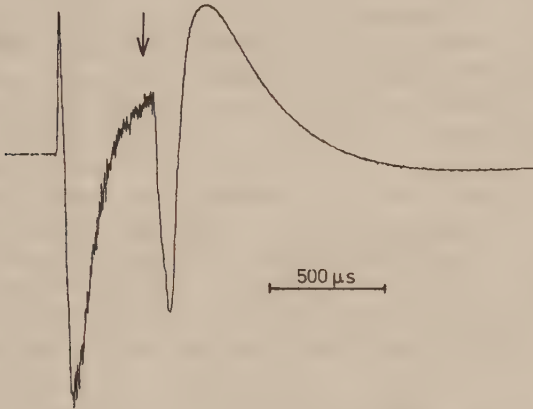


Abbildung 4.5: Phasensignal des 8 mm-Mikrowelleninterferometers.

Dargestellt ist der Dichteverlauf während eines etwa $400\mu s$ dauernden Pulses des Grundplasmas. Deutlich ist der bei Pulsbeginn steile und gegen Pulsende flacher verlaufende Dichteanstieg zu erkennen. Die maximale Phasenverschiebung am Ende des Pulses beträgt etwa 385° und entspricht einer Dichte von $5 \cdot 10^{18} m^{-3}$. Nach Abschalten des Magnetrons schließt sich ein

exponentieller Dichteabfall an. Die Untersuchungen wurden zur Erzielung guter Langzeitstabilität und maximaler Intensitätsausbeute gegen Ende des Plasmapulses durchgeführt.

Bestimmung des Dichteprofiles mit Sonden

Während das oben beschriebene Mikrowelleninterferometer gut zur störungsfreien Bestimmung der mittleren Elektronendichte geeignet ist, kann die Bestimmung der lokalen Elektronendichte durch Sondenmessungen durchgeführt werden. Zu diesem Zweck wird eine Langmuirsonde in Form einer Zylindersonde verwendet. Um die unvermeidbare Störung des Plasmas durch die materielle Sonde möglichst gering zu halten, wurde eine Minimierung der Sondenabmessungen angestrebt. Der Innenleiter aus Wolfram hat einen Durchmesser von 0,1 mm. Die über den Außenleiter hinausstehende Sondenspitze hat eine Länge von 5 mm und wird parallel zum äußeren Magnetfeld orientiert.

Die Information über die Elektronendichte n_e wird dem Ionensättigungsstrom I_{is} entnommen [Chen (1965)].

$$n_e = C \frac{I_{is}}{eA} \left[\frac{m_i}{kT_e} \right]^{1/2} \quad (4.4)$$

A ist dabei die Sondenfläche und C ein Faktor, der von der Sondengeometrie, dem Temperaturverhältnis T_e/T_i und dem Verhältnis Debye-Länge/Sondendimension abhängt [Lafranboise (1966)]. Wegen der Unsicherheiten, die diesem Korrekturfaktor anhaften -hierunter fällt insbesondere der Einfluß des Magnetfeldes-, ist die Gleichung (4.4) nur sehr bedingt für die Absolutbestimmung der Dichte geeignet. Jedoch ist es möglich, aus dieser Gleichung einen relativen Dichteverlauf zu bestimmen, falls eine Abschätzung über das Temperaturprofil vorliegt.

Der mit der Langmuirsonde aufgenommene radiale Verlauf des Ionensättigungsstroms ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Sonde wird dabei mit -100 V vorgespannt, so daß praktisch alle Ionen die Sonde erreichen.

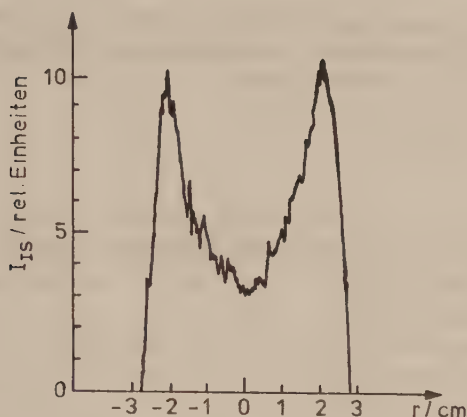


Abbildung 4.6: Radialer Verlauf des Ionensättigungsstroms.

Die in der Abbildung deutlich sichtbare Ringstruktur hat zwei Ursachen. Zum einen ist das Plasma in Bezug auf die plasmaerzeugende Mikrowelle überdicht, da die Plasmafrequenz eine Größenordnung über der Feldfrequenz von 2,45GHz liegt. Als Folge hiervon geschieht die Plasmaerzeugung, also auch die Produktion freier Ladungsträger, aufgrund der Mikrowellenabschirmung durch das Plasma vornehmlich in den Randzonen des Plasmas. Zum anderen ist die Aufheizung außen am stärksten, so daß hier auch die höchsten Elektronenenergien erwartet werden. Dies wird durch die nachfolgend beschriebenen Messungen zur Elektronentemperatur unterstützt. Eine erhöhte Elektronentemperatur hat, wie aus Gleichung (4.4) folgt, auch eine Erhöhung des Ionensättigungsstromes zur Folge. Als Untersuchungsart wurde die Plasmamitte gewählt, um möglichst homogene Bedingungen zu schaffen.

Elektronentemperaturbestimmung mit Sonden

Neben der Aufnahme des Dichteprofiles eignen sich Langmuirsonden auch zur Bestimmung der Elektronentemperatur. Hierzu wird eine Kennlinie der Sonde aufgenommen, d.h. der Sondenstrom wird in Abhängigkeit von der Sondenspannung aufgezeichnet. Der Elektronenstrom ergibt sich aus dem Sondenstrom, indem der Ionensättigungsstrom abgezogen wird. Aus dem

exponentiell verlaufenden Teil der Kennlinie läßt sich dann die Elektronentemperatur - bei Approximation der Elektronenverteilungsfunktion durch eine Maxwellverteilung - bestimmen gemäß

$$\frac{kT_e}{e} = \left[\frac{d}{dV_s} \ln(I_s/I_0) \right]^{-1}. \quad (4.5)$$

Der während der Pulsdauer des Grundplasmas gemessene Temperaturverlauf ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

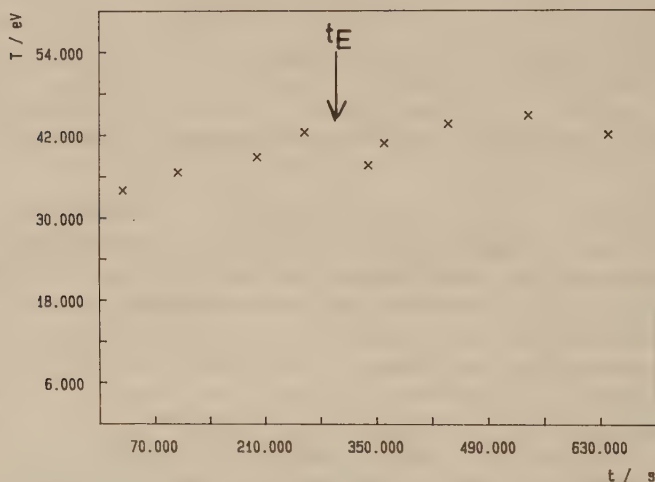


Abbildung 4.7: Aus Sondenkennlinien bestimmte Elektronentemperatur während des Mikrowellenpulses und im Afterglow. Die Plasmaerzeugung wird zum Zeitpunkt t_E abgeschaltet.

Um die Temperatur sicher bestimmen zu können, ist es notwendig, die Spannung über einen Bereich zu variieren, der einem Vielfachen der Elektronentemperatur entspricht. Der in diesem Experiment zur Verfügung stehende Spannungsbereich umfaßt 100 V während die gemessenen Temperaturen um 40 eV liegen. Aus diesem Grund wird nur ein Teil des exponentiellen Anstiegs erfaßt, so daß die gemessenen Temperaturen mit einem recht großen Fehler behaftet sind. Das Ergebnis gibt nur einen Anhaltspunkt für den wahrscheinlichen Wert der Elektronenenergie. Strukturen

im zeitlichen und räumlichen Verlauf können aufgrund der großen Unsicherheiten bei der Auswertung mit dieser Methode nicht aufgelöst werden.

Temperaturbestimmung mit Resonanzkegeln

Eine andere Möglichkeit zur Temperaturbestimmung beruht auf der Resonanzkegelmethode. Hierbei wird eine kleine punktförmige Antenne in das Plasma eingebracht. Die von dieser Antenne angeregten elektrostatischen Plasmawellen mit der Frequenz $f = \omega/2\pi$ und unterschiedlichen Wellenvektoren $\underline{k}$ breiten sich entsprechend ihrer Dispersion schräg zum statischen Magnetfeld aus. Wegen der durch das Magnetfeld hervorgerufenen Anisotropie liegt die Ausbreitungsrichtung der Wellenenergie, die sich durch Interferenz der Einzelkomponenten ergibt, auf der Mantelfläche eines Doppelkegels. Der Öffnungswinkel dieses Kegels bzgl. der Magnetfeldrichtung ist i.a. temperatur- und dichteabhängig [Burrell (1973)]. Für ein kaltes Plasma ist der Öffnungswinkel gegeben durch [Fisher und Gould (1969)]:

$$\sin^2 \vartheta_c = \frac{\omega^2 (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 - \omega^2)}{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}^2}, \quad (4.6)$$

$$\omega_{ce} = eB_0 / m_e,$$

$$\omega_{pe} = \sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m_e},$$

$$\omega = 2\pi f : \text{Sendefrequenz}.$$

Bei hoher Dichte ($\omega_{pe} \geq \omega_{ce}$) wird der Öffnungswinkel jedoch dichteunabhängig und kann in warmen Plasmen zur Temperaturbestimmung herangezogen werden [Piel und Oelerich (1984)]. Der Öffnungswinkel des Kegels wird gemessen, indem das Strahlungsfeld der Sendeantenne mit einer Empfangsantenne aufgenommen wird, welche um die Sendeantenne herum gedreht wird. Ein Beispiel eines derartig aufgenommenen Resonanzkegels ist in Abbildung 4.8 dargestellt zusammen mit dem Öffnungswinkel eines durch Gleichung (4.6) gegebenen "kalten" Kegels.

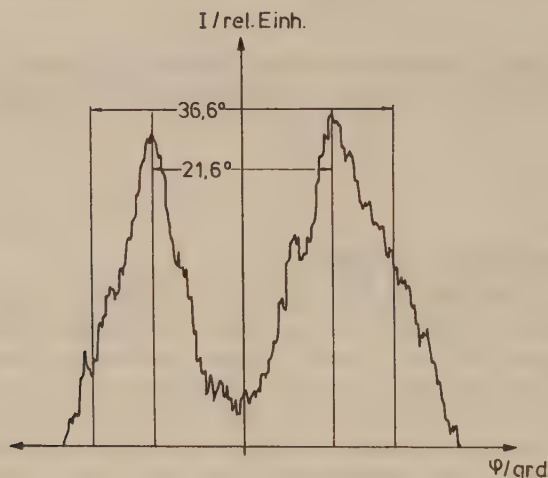


Abbildung 4.8: Resonanzkegel aufgenommen bei einer Frequenz $f = 750$ MHz. Der Öffnungswinkel beträgt $21,6^\circ$, die hieraus bestimmte Temperatur ist 127 eV. Zum Vergleich ist die Position des "kalten" Kegels eingezeichnet.

Die Temperatur wird numerisch aus dem Öffnungswinkel berechnet. Der Temperaturverlauf während des Grundplasmapulses ist in Abbildung 4.9 dargestellt.

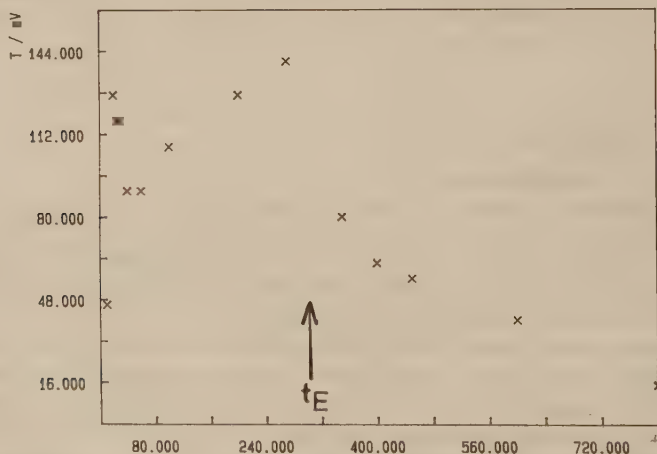


Abbildung 4.9: Mit der Resonanzkegelmethode bestimmte Elektronentemperatur während des Mikrowellenpulses und in Afterglow. Die Plasmaerzeugung wird zum Zeitpunkt t_E abgeschaltet.

Die Fehlergrenzen sind wesentlich kleiner als bei den Sondenmessungen, so daß eine deutliche Strukturierung sichtbar wird. Die Temperatur steigt zu Beginn des Plaspapulses steil an und fällt dann wieder ab. Dies ist ein Ergebnis, welches gut zu den nachfolgend beschriebenen Intensitätsmessungen paßt. Nach Abschalten des Plasmas tritt ein exponentieller Temperaturabfall auf. Optimale Plasmabedingungen sind dabei gegen Ende des Mikrowellenpulses gegeben.

Intensität der Wasserstoff-Spektrallinien

Zum Auffinden des günstigsten Arbeitsbereiches der Entladung ist es notwendig, den zeitlichen Verlauf sowie die Abhängigkeit der Linienintensität von den äußeren Parametern zu bestimmen. Die Intensität der einzelnen Spektrallinien wird mit dem in Abschnitt 4.2 beschriebenen optischen Aufbau gemessen.

Die Abhängigkeit der Lichtintensität der Spektrallinie D_β vom statischen Magnetfeld ist in Abbildung 4.10 dargestellt.

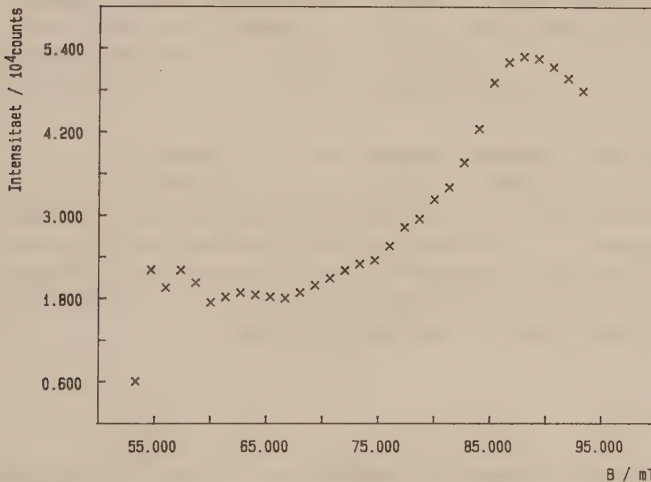


Abbildung 4.10: Intensität der Linie D_β als Funktion der Magnetfeldstärke.

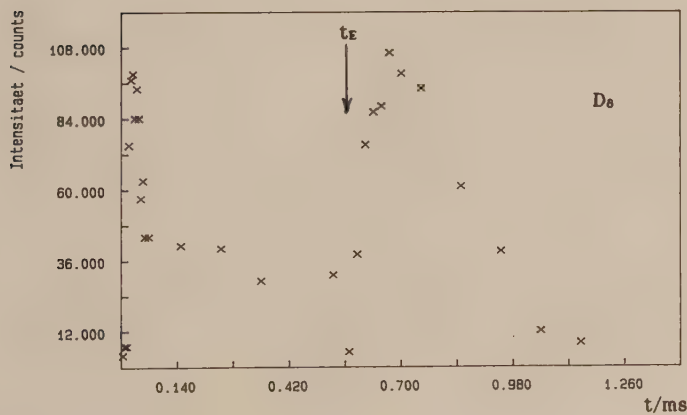
Es ist ein deutliches Intensitätsmaximum bei einer Magnetfeldstärke von 87,5 mT zu erkennen. Bei diesem Magnetfeld ist die Mikrowellenfrequenz gleich der Elektronzyklotronfrequenz.

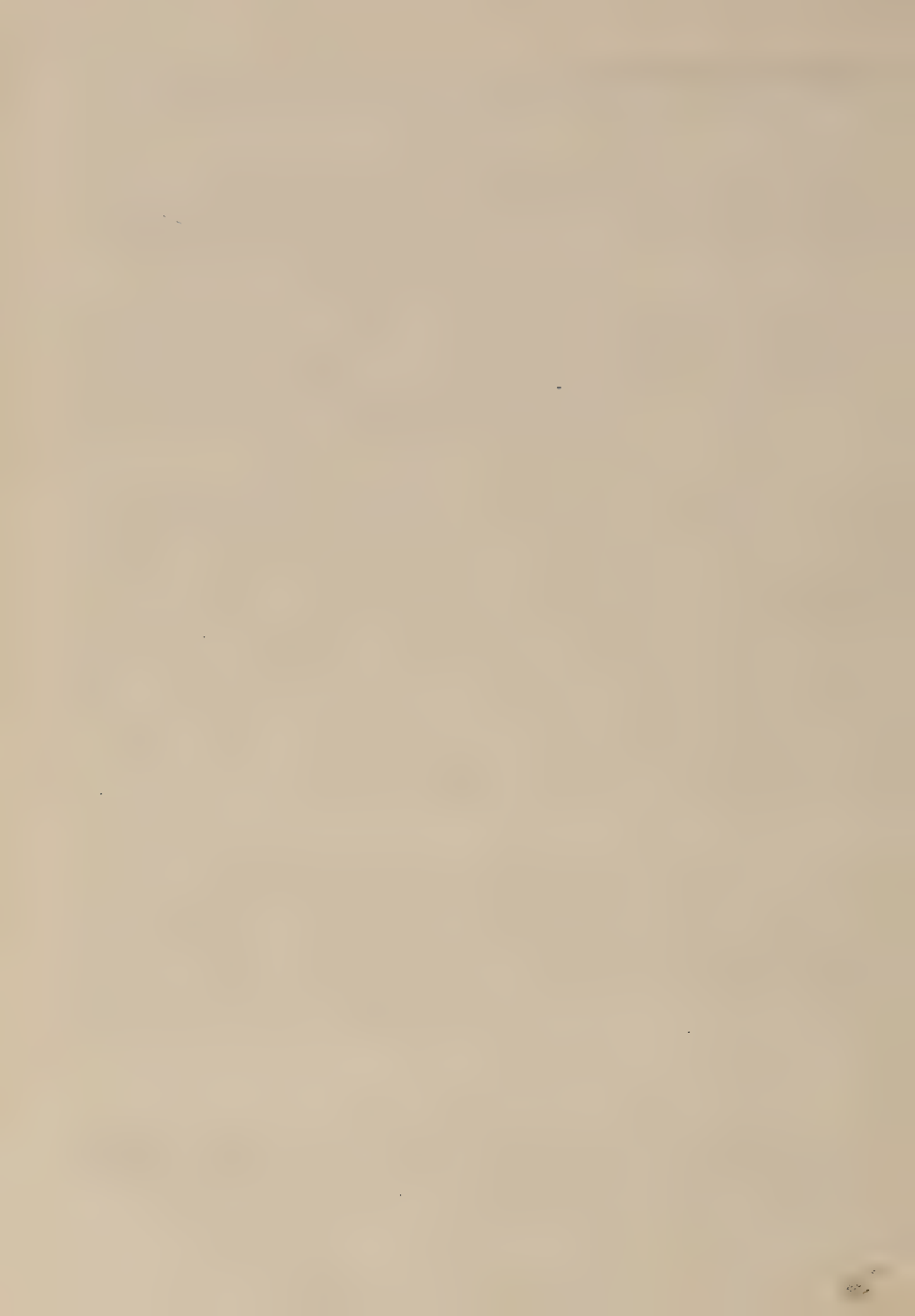
Der zeitliche Intensitätsverlauf der Linien D_β , D_γ und D_δ ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Nach einem steilen Intensitätsanstieg zu Beginn des Plasmapulses sinkt die Intensität auf einen nahezu konstanten, nur noch von der Plasmadichte abhängigen Wert. Nach Abschalten des Plasmapulses sinkt die Intensität zunächst praktisch momentan auf kleine Werte, um dann erneut anzusteigen und nach Durchgang durch ein Maximum, welches etwa 100 μ s nach Abschalten auftritt, exponentiell abzunehmen.

Zur Deutung dieses Phänomens kann die Existenz einer hochenergetischen Elektronenkomponente herangezogen werden. Die schnellen Elektronen entstehen zu Beginn des Plasmapulses und sind die Ursache für die anfängliche Intensitätserhöhung. Bei Elektronenenergien über 50 eV sinkt jedoch der Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßanregung [Drawin (1967)] und der Beitrag dieser schnellen Elektronen zur Intensität verliert an Gewicht. Erst nach dem Abschalten des Plasmas werden diese schnellen Elektronen durch elastische Stöße mit dem Neutralgas abgekühlt, bis sie nach einigen tausend Stößen innerhalb von 100 μ s wieder in einen Energiebereich gelangen, in dem sie einen relativ hohen Anregungsquerschnitt besitzen. Die Größenordnung der notwendigen Anzahl von Stößen kann dabei recht gut abgeschätzt werden aus der bekannten Stoßfrequenz für Impulsübertrag in Wasserstoff von 2,4 GHz/Torr [Wiesemann (1976)] und dem Gasdruck zwischen 0,1 und 1 Pa.

Der hochfrequente Mikrowellentestpuls mit einer Zeitdauer von 1 μ s wird entweder im Intensitätsmaximum kurz nach Beginn oder gegen Ende des Grundplasmapulses eingestrahlt. Bei Einstrahlung der Mikrowellen während des Intensitätsmaximums im Afterglow, sinkt die Intensität auf einen Wert von unter 1/10 der ungestörten Intensität, wodurch in dieser Phase Linienprofilmessungen innerhalb vorgegebener Meßzeiten ausgeschlossen werden. Konkrete Ansätze zur Deutung dieses Effekts liegen nicht vor.

Abbildung 4.11: Intensität der Linien D_β , D_γ und D_δ während des Mikrowellenpulses und im Afterglow. Die Plasmaerzeugung wird zum Zeitpunkt t_e abgeschaltet.





5. AUSWERTUNG DER LINIENPROFILE

Als Meßergebnisse des in Kapitel 4. beschriebenen Experiments werden Linienprofile der Deuterium-Spektrallinien D_6 , D_7 und D_8 erhalten. Deuterium-spektrallinien weisen dabei gegenüber Wasserstofflinien den Vorteil einer um den Faktor $\sqrt{2}$ verminderten Dopplerbreite auf. Das Ergebnis der Messungen sind teilweise aufgelöste Linienprofile, bei denen im Linienflügel der Hauptkomponente Satelliten sichtbar werden. Gemessen wurde jeweils das ungestörte Linienprofil, sowie das Profil unter Einfluß des die Satelliten hervorruhenden elektrischen HF-Feldes. Hierdurch ist es möglich, die Satellitenintensitäten von dem Störeinfluß, hervorgerufen durch die Überlagerung mit den Flügeln der Hauptkomponente, zu korrigieren. Diesen gemessenen Satellitenintensitäten werden theoretische, in Abhängigkeit von der Feldstärke berechnete Satellitenintensitäten gegenübergestellt.

5.1 Berechnung der Satellitenintensitäten

Ziel dieser Arbeit ist es, den Einfluß monochromatischer Felder auf das Wasserstoffspektrum zu untersuchen und dabei einfach interpretierbare Spektren zu erhalten, die es gestatten, die hochfrequente Feldstärke zu bestimmen. Um zu prüfen, ob die im Experiment gewonnenen Spektren diesen Anforderungen genügen, ist es notwendig, die zu erwartenden statischen und hochfrequenten Feldstärken abzuschätzen. Mit diesen Daten ist es möglich, die gültige Theorie zu ermitteln und zu prüfen, ob diese eine einfache Feldstärkebestimmung erlaubt.

Die hochfrequente Feldstärke kann aus der absoluten, vom Magnetron abgegebenen Leistung und der gemessenen Leistungsdichteverteilung (Abbildung 3.6) bestimmt werden. Diese unabhängige Bestimmung der Feldstärke führt auf einen Wert von 1,2 kV/cm im Mikrowellenfokus.

Als (quasi)statische Feldstärke kommt in diesem Experiment das Ionenmikrofeld in Betracht. Die von den Deuteronen hervorgerufene *Normalfeldstärke* [Unsöld (1968)] ist eine Funktion der Dichte und beträgt:

$$\frac{F}{\text{kV/cm}} = 3,76 \cdot 10^{-2} \cdot \left[\frac{n_e}{10^{18}/\text{m}^3} \right]^{2/3} . \quad (5.1)$$

Diese *Normalfeldstärke* entspricht der Feldstärke zwischen zwei Teilchen in mittlerem Abstand. Für die in diesem Experiment vorliegenden Dichten von $n_e \leq 5 \cdot 10^{18}/\text{m}^3$ beträgt die *Normalfeldstärke* etwa 0,1 kV/cm.

Unter diesen Bedingungen nehmen die beiden Parameter, die die Gültigkeitsbereiche der einzelnen Theorien bestimmen, folgende Werte an:

$$\omega_F / \omega = 3ea_0 F / \hbar \omega = 3,6 \cdot 10^{-3} , \quad (5.2)$$

$$\chi = 3ea_0 E_0 / \hbar \omega = 3,6 \cdot 10^{-2} . \quad (5.3)$$

Diesen Werten ist zu entnehmen, daß der Fall einer dynamischen Resonanz nicht vorliegt, da die Bedingung der Gleichung (2.38) $[F \gg (E_0 \hbar \omega / ea_0)^{1/2}]$ nicht erfüllt ist, insbesondere auch nicht der Fall einer Resonanz zwischen statischer und dynamischer Aufspaltung ($\omega_F = \omega$)

Je nach Orientierung der Felder liegt daher entweder der in Abbildung 2.4 oder der in Abbildung 2.8 dargestellte Fall vor. In beiden Fällen ist die Aufspaltung mit der Frequenz ω_F so klein, daß sie unterhalb der Apparatebreite des verwendeten Spektrographen liegt. Das Spektrometer addiert die Intensitäten dieser sehr eng benachbarten Linien, und dies führt zum (einfachen) Spektrum der Abbildung 2.2. Die (beobachtbaren) Satellitenintensitäten lassen sich daher durch Gleichung (2.18) berechnen und stellen die Summe über die eng benachbarten aufgespaltenen Linien dar.

Der Einfluß des magnetischen Feldes kann für den im Experiment realisierten Fall $\underline{B} \parallel \underline{E}_0$ leicht einbezogen werden, da unter dieser Bedingung der Zeemaneffekt sich in adiabatischer Weise der durch das hochfrequente Feld hervorgerufenen Aufspaltung überlagert [Hicks (1973)]. Da die Zeemanaufspaltung klein ist, führt dies nur zu einer geringen Linienverbreiterung; die Summe der Intensitäten der einzelnen Zeemankomponenten entspricht exakt der Satellitenintensität ohne Magnetfeld.

Bei der Berechnung des Linienprofils wurde daher Gleichung (2.18) benutzt:

$$L(\omega_f) \propto \sum_{i,f} |\langle U_f | \underline{e}_f \cdot \underline{x} | U_i \rangle|^2 \cdot \sum_s \delta(\omega_f - \omega_i - s\omega) J_s^2 \left[\frac{eE_0}{\hbar\omega} (\langle i | z | i \rangle - \langle f | z | f \rangle) \right] \quad (5.4)$$

Zur Auswertung dieser Gleichung werden die Quadrate der Dipolmatrixelemente, also die Übergangswahrscheinlichkeiten benötigt. Zur Berechnung der Besselfunktionen wird die Aufspaltung des oberen und unteren Zustands in einem der hochfrequenten Feldstärke entsprechenden statischen Feld benötigt. Diese Daten werden einem Tabellenwerk entnommen [Underhill (1959)].

Die einzelnen Satellitenintensitäten ergeben sich durch Summation aller Übergänge zwischen den Starkniveaus des oberen und unteren Zustands. Der Beitrag jedes einzelnen Übergangs zur Intensität des Satelliten besitzt neben der Abhängigkeit von der Oszillatorenstärke eine Abhängigkeit von der Frequenzverschiebung (statischer Fall) gegenüber der ungestörten Linie. Diese Starkwechselwirkung ist zum einen eine Funktion des betreffenden Übergangs und zum anderen abhängig von der hochfrequenten Feldstärke. Sie geht in das Argument der Besselfunktionen ein. Die Besselfunktionen J_s mit $s \geq 1$ steigen für Argumente klein gegen eins linear an. Dies bedeutet, daß die Satellitenintensitäten quadratisch von der Feldstärke abhängig werden, und demnach direkt zur Bestimmung der Feldstärke herangezogen werden können. Weiterhin folgt, daß Übergänge mit großer Starkwechselwirkung bei kleinem Argument der Besselfunktionen mehr zur Satellitenintensität beitragen als die Übergänge mit geringer Wechselwirkung.

Die Strahlung eines Übergangs zwischen zwei diskreten Starkniveaus ist linear polarisiert. Die gesamte Satellitenintensität ist also die Summe über die einzelnen Polarisationsrichtungen. Da alle Übergänge unterschiedliche Oszillatorenstärken und Frequenzverschiebungen besitzen, tragen die zu einer Polarisationsrichtung gehörenden Übergänge in unterschiedlichem Maß zur Satellitenintensität bei. Hierbei zeigt sich folgendes: Die Übergänge mit hohen Oszillatorenstärken und gleichzeitig großen Frequenzverschiebungen sind überwiegend π -polarisiert, d.h. ihre Polarisationsrichtung liegt parallel zum elektrischen Feldvektor. Dagegen liegen die starken Übergänge mit σ -Polarisation - d.h. die Polarisationsrichtung steht senkrecht auf dem elektrischen Feld - vorwiegend in der Nähe des ungestörten Übergangs. Einige Linien (z.B. H_γ) weisen sogar eine starke unverschobene Zentralkomponente mit σ -Polarisation auf, die nicht zur Satellitenintensität beiträgt. Wird die

Beobachtung polarisiert durchgeführt, so sind für die beiden Polarisationsrichtungen unterschiedliche Satellitenintensitäten zu erwarten.

Die Ergebnisse der Rechnung für die Linien D_2 , D_4 und D_8 sind in den Abbildungen 5.1 bis 5.9 dargestellt. Aufgetragen ist das Intensitätsverhältnis von Satellit zu Hauptkomponente in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke. Die Berechnungen wurden jeweils für σ - bzw. π -polarisiertes Licht durchgeführt. Weiterhin ist in den Abbildungen 5.1 bis 5.6 das Intensitätsverhältnis aufgetragen, wie es sich bei unpolarisierter Beobachtung ergibt, falls die Beobachtungsrichtung senkrecht auf der Feldrichtung steht und die Empfindlichkeit der spektroskopischen Nachweisapparatur nicht von der Polarisationsrichtung abhängt. Aufgetragen sind die Intensitätsverhältnisse für die ersten beiden Satelliten, d.h. die Fälle $s = 1$ und $s = 2$.

Zur Auswertung der Meßergebnisse ist nur der Bereich bis etwa 2 kV/cm interessant. Dieser ist daher in den Abbildungen 5.7 bis 5.9 noch einmal gesondert dargestellt. Da die Effizienz des im Spektrometer verwendeten Beugungsgitters und damit die Nachweissensitivität des gesamten Geräts von der Polarisationsrichtung abhängt, wurden bei den Berechnungen zur Abbildung 5.7 in der Summation über die π -Komponenten entsprechende Korrekturfaktoren berücksichtigt.

Es ist zu erkennen, daß für kleine Feldstärken die Satellitenintensität monoton anwächst, dies spiegelt den Verlauf der Besselfunktionen bei kleinem Argument wieder. Bei höheren Feldstärken verlagert sich die Intensität von der Hauptkomponente auf die Satelliten und diese können ein Vielfaches der Intensität der Hauptkomponente erlangen. Wird die Feldstärke noch weiter erhöht, sinkt die Satellitenintensität wieder. Hierdurch können unter Umständen Mehrdeutigkeiten bei der Interpretation eines gemessenen Spektrums auftreten. Diese Mehrdeutigkeit kann durch Vergleich mit Feldstärken, die aus Satelliten anderer Ordnung bestimmt werden, beseitigt werden.

Aus den Abbildungen kann jeweils der Bereich entnommen werden, in dem eine Linie bzw. ein Satellit bestimmter Ordnung empfindlich auf die Feldstärke reagiert und daher zur Feldstärkebestimmung geeignet ist. Dabei fällt auf, daß bei kleinen Feldstärken das Intensitätsverhältnis von Satellit zu Hauptkomponente mit der Hauptquantenzahl des oberen Niveaus anwächst. Der Grund hierfür ist in der Starkwechselwirkung dieser Linien zu suchen. Wie aus der Gleichung (2.12) abzulesen ist, skaliert die maximale statische Starkaufspaltung des Niveaus der Hauptquantenzahl n mit $n(n-1)$. Dies bedeutet, daß in der Summation der Gleichung (5.4) bei den höheren Linien Komponenten mit relativ großem Argument in der Besselfunktion auftreten.

Aufgrund dieser Ergebnisse scheinen zunächst die höheren Linien der Balmerserie zur Bestimmung kleiner Feldstärken geeigneter zu sein. Andererseits sinkt die Absolutintensität der Übergänge von energetisch höher gelegenen Niveaus ab, da die Übergangswahrscheinlichkeit in dieser Serie umgekehrt proportional zur dritten Potenz der Hauptquantenzahl skaliert [Kuhn (1962)], so daß mit einer schlechteren Photonenzählstatistik zu rechnen ist. Im Hinblick auf die Bestimmung elektrischer Feldstärken aus Satellitenintensitäten liegt die praktische Nachweisgrenze des Verfahrens daher unabhängig von der betrachteten Linie bei etwa 0,3 kV/cm.

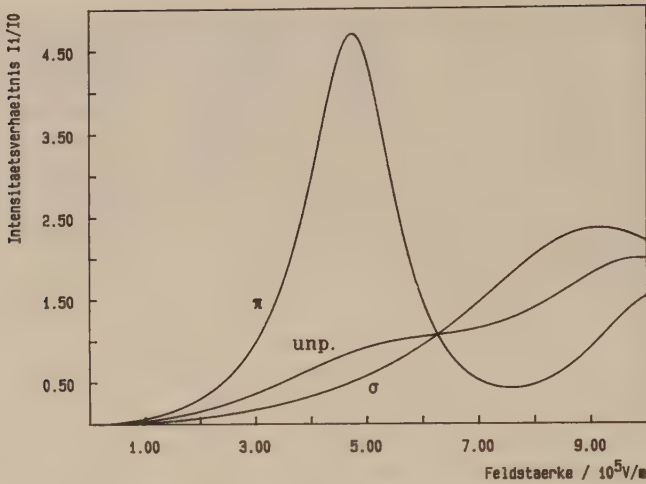


Abbildung 5.1: Intensitätsverhältnis zwischen 1.Satellit und Hauptkomponente der Linie D_β für unterschiedliche Polarisationsrichtungen als Funktion der elektrischen Feldstärke nach Gleichung (5.4).

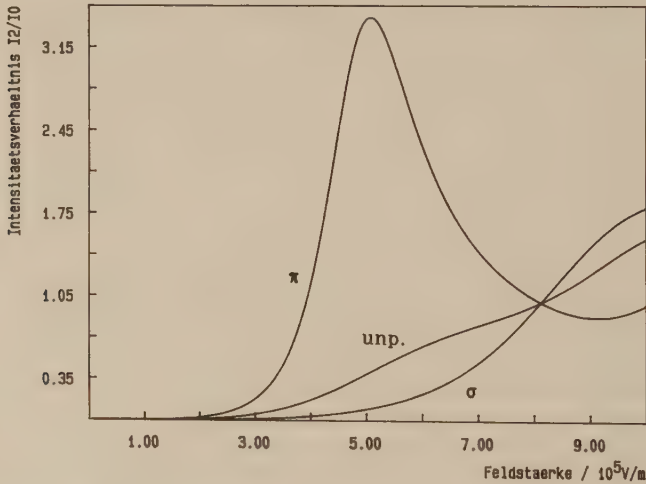


Abbildung 5.2: Intensitätsverhältnis zwischen 2.Satellit und Hauptkomponente der Linie D_β für unterschiedliche Polarisationsrichtungen als Funktion der elektrischen Feldstärke nach Gleichung (5.4).

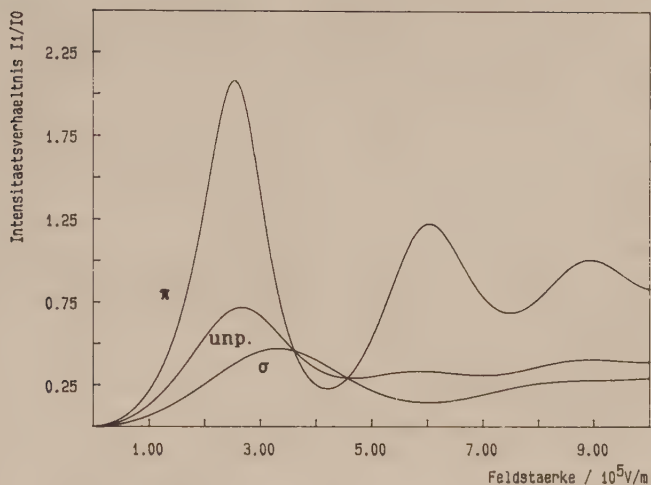


Abbildung 5.3: Intensitätsverhältnis zwischen 1.Satellit und Hauptkomponente der Linie D_γ für unterschiedliche Polarisationsrichtungen als Funktion der elektrischen Feldstärke nach Gleichung (5.4).

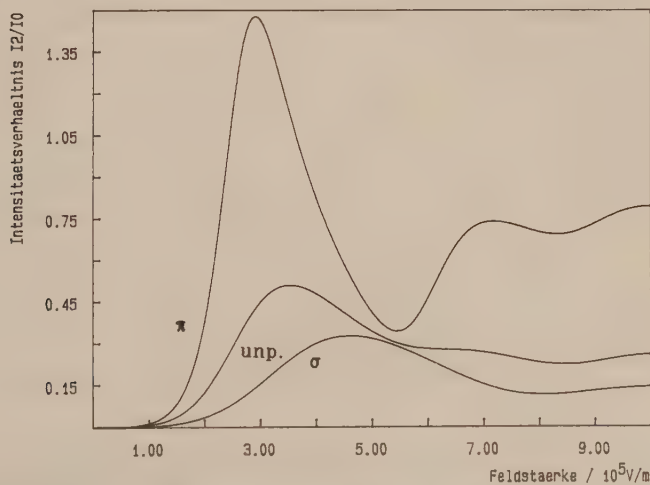


Abbildung 5.4: Intensitätsverhältnis zwischen 2.Satellit und Hauptkomponente der Linie D_γ für unterschiedliche Polarisationsrichtungen als Funktion der elektrischen Feldstärke nach Gleichung (5.4).

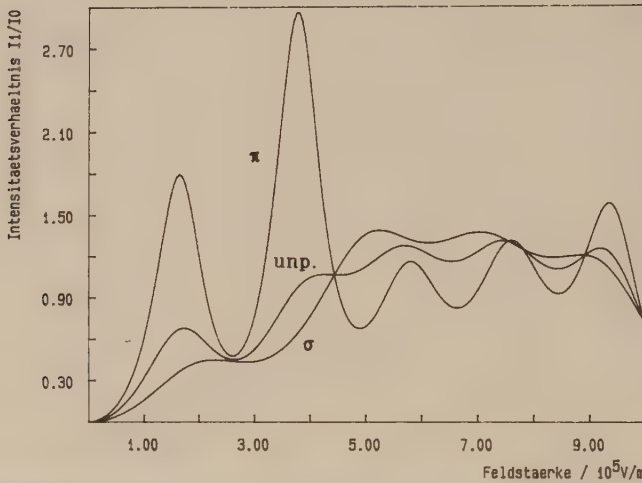


Abbildung 5.5: Intensitätsverhältnis zwischen 1.Satellit und Hauptkomponente der Linie D_5 für unterschiedliche Polarisationsrichtungen als Funktion der elektrischen Feldstärke nach Gleichung (5.4).

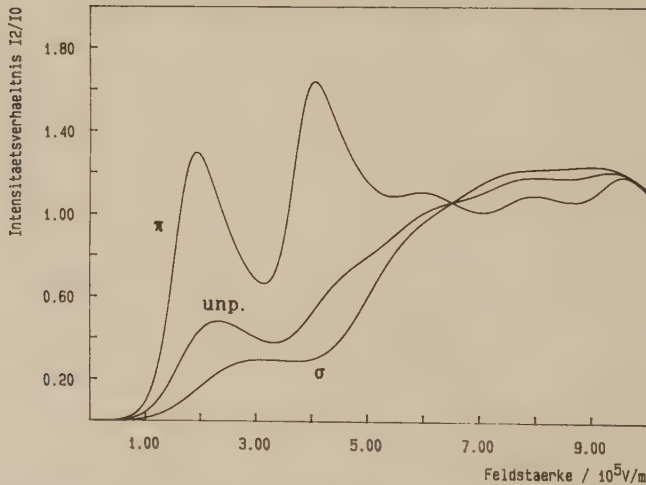


Abbildung 5.6: Intensitätsverhältnis zwischen 2.Satellit und Hauptkomponente der Linie D_5 für unterschiedliche Polarisationsrichtungen als Funktion der elektrischen Feldstärke nach Gleichung (5.4).

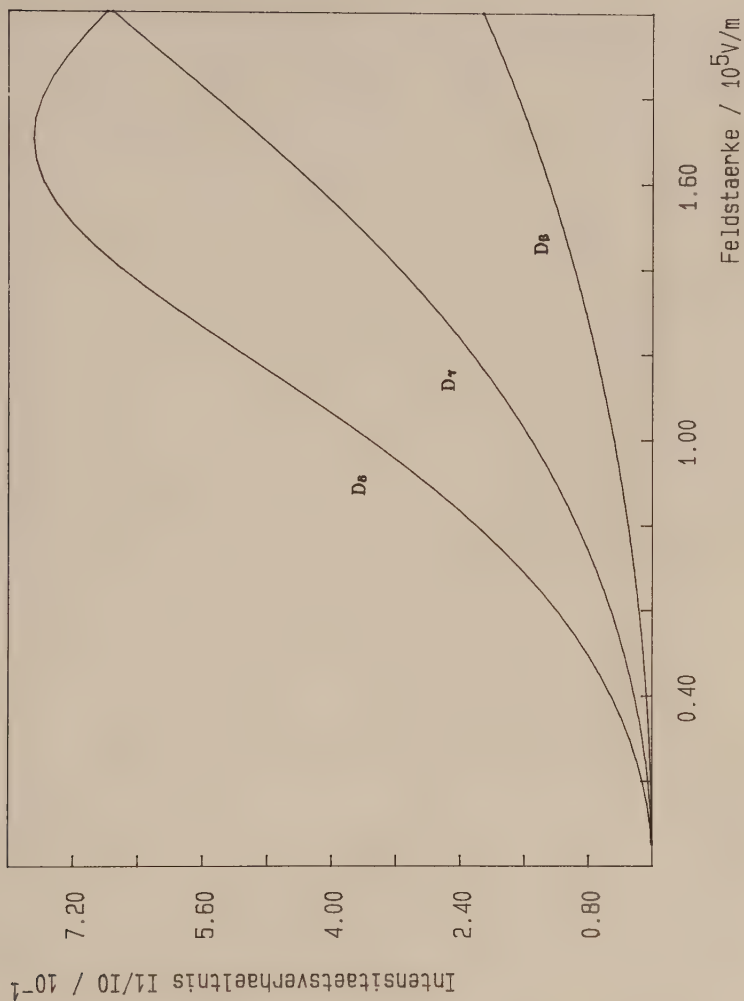


Abbildung 5.7: Intensitätsverhältnis zwischen 1.Satellit und Hauptkomponente der Linien D_6 , D_7 und D_8 für Beobachtung ohne Polarisationsfilter als Funktion der elektrischen Feldstärke nach Gleichung (5.4). Die Nachweisempfindlichkeit für π -polarisiertes Licht ist in diesem Experiment je nach Wellenlänge um einen Faktor 1,42 bis 2,66 höher als für σ -polarisiertes Licht.

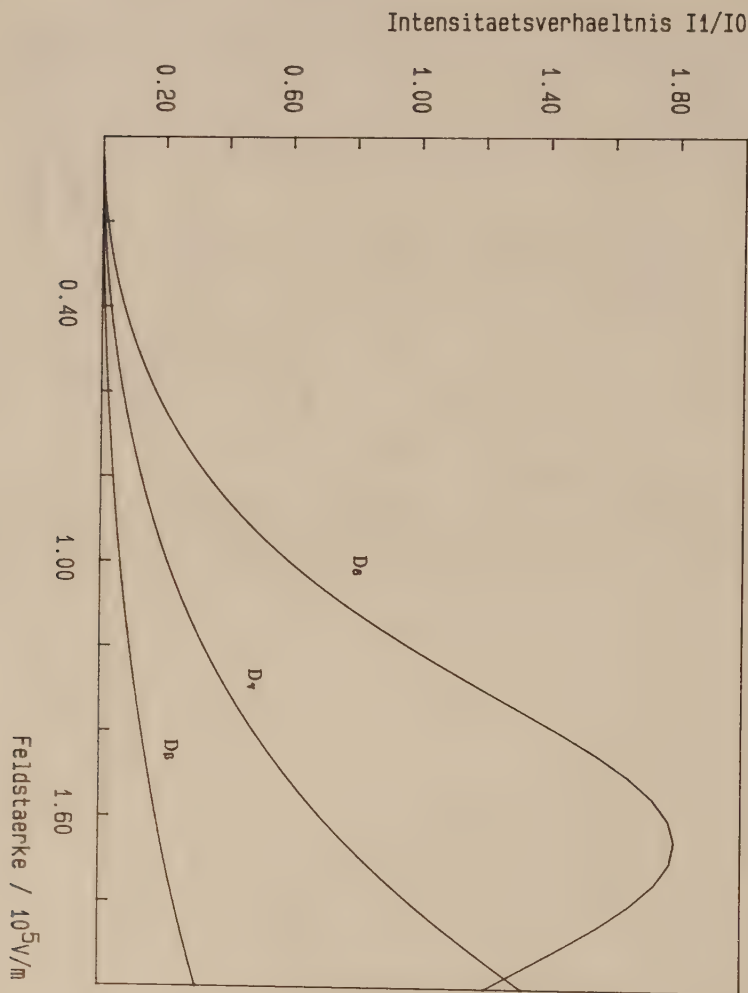


Abbildung 5.8: Intensitätsverhältnis zwischen 1.Satellit und Hauptkomponente der Linien D_δ , D_γ und D_δ für π -polarisiertes Licht als Funktion der elektrischen Feldstärke nach Gleichung (5.4).

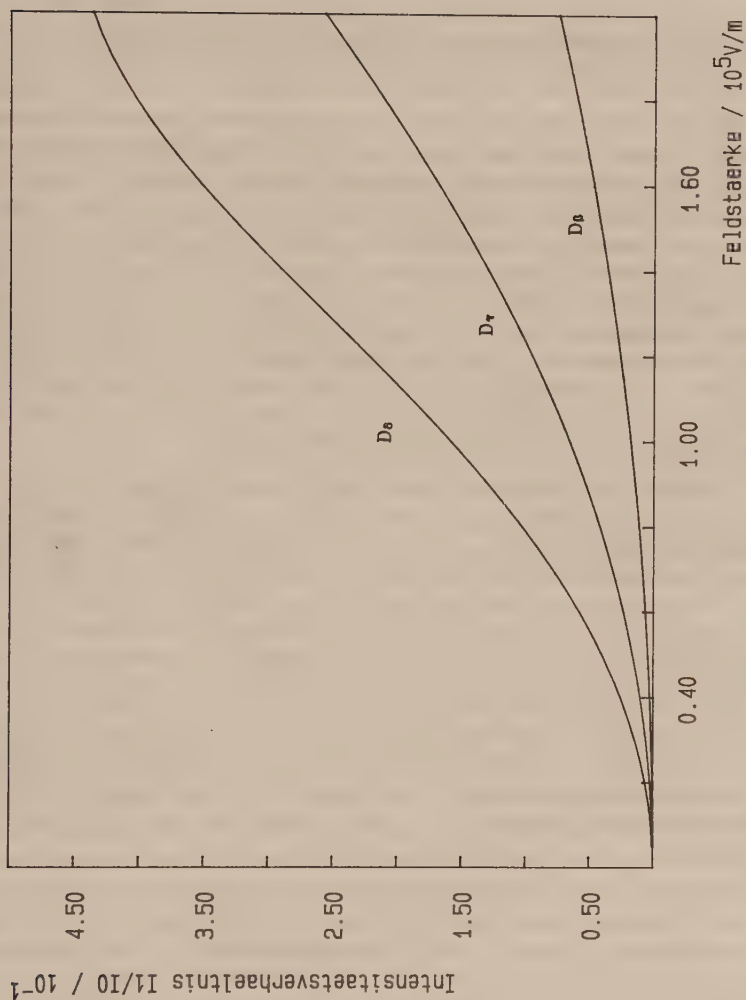


Abbildung 5.9: Intensitätsverhältnis zwischen 1. Satellit und Hauptkomponente der Linien D_8 , D_7 und D_6 für σ -polarisiertes Licht als Funktion der elektrischen Feldstärke nach Gleichung (5.4).

5.2 Bestimmung der Satellitenintensitäten aus gemessenen Linienprofilen

In diesem Abschnitt soll das rechnergestützte Auswerteverfahren beschrieben werden, mit dem aus den gemessenen Linienprofilen die Intensitäten der Satelliten erster und zweiter Ordnung bestimmt werden. Das Verfahren wird beispielhaft an einem Linienprofil der Linie D₇ demonstriert. Abbildung 5.10 zeigt die auszuwertenden Linienprofile. Dargestellt ist das ungestörte Linienprofil, welches jeweils 1 μ s vor der Einstrahlung der Mikrowelle aufgenommen wurde und das Linienprofil, wie es sich unter dem Einfluß der Störung durch das hochfrequente Feld ergibt. Die Satelliten erster Ordnung treten im gestörten Profil deutlich sichtbar hervor. Um ihre Intensität zu bestimmen, ist es notwendig, den Beitrag der überlagerten Hauptkomponente zu subtrahieren. Zu diesem Zweck werden sowohl das ungestörte, als auch das gestörte Linienprofil durch Anpassungsfunktionen geglättet.

Zur Anpassung des ungestörten Linienprofils wurde dabei, wie in Abbildung 5.11 dargestellt, eine Gaußfunktion gewählt, die bis zur Achtelwertsbreite eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit dem gemessenen Linienprofil zeigt. Die geringfügig gegenüber der Gaußform erhöhte Intensität im Linienflügel ist zum Teil auf ein Übersprechen der Meßkanäle zurückzuführen. Dieses tritt in wenigen Fällen auf, in denen der 1 μ s dauernde Mikrowellenpuls einen geringen zeitlichen *jitter* aufweist und das Meßfenster zur Aufnahme des ungestörten Linienprofils geringfügig mit dem Mikrowellenpuls überlappt.

Zur Anpassung des Linienprofils unter Einfluß der Störung wird eine Spline-Funktion benutzt [Sauer und Szabo (1968)], bei der jeder Meßwert mit einer Fehlerabschätzung versehen wird, die mit der Wurzel aus der Zählrate der Photonenereignisse skaliert. Das Ergebnis dieser Glättung ist in Abbildung 5.12 dargestellt.

Da die Frequenz der eingestrahlten Mikrowelle oberhalb der Plasmafrequenz liegt, ist die Wechselwirkung mit dem Plasma vernachlässigbar. Die Erhöhung der Linienemission, welche durch Mikrowellenaufheizung der Elektronen normalerweise verursacht wird und die unter besonderen Bedingungen sogar zur Feldstärkebestimmung herangezogen werden kann [Himmel und Kamp (1984), Himmel und Osterhold (1985), Andrzejewski und vom Scheidt (1986)], skaliert umgekehrt mit dem Quadrat der Feldfrequenz, so daß in diesem Experiment keine nennenswerte Intensitätserhöhung erwartet wird. Tatsächlich besitzen ungestörtes und gestörtes Linienprofil innerhalb der Meßgenauigkeit die gleichen Intensitäten.

Das ungestörte Linienprofil wird nun von dem gestörten subtrahiert. Zu diesem Zweck wird zunächst die in Abbildung 5.11 dargestellte Gaußkurve auf die Peakintensität der in Abbildung 5.12 dargestellten Splinekurve normiert. Dieses ist in der Abbildung 5.13 dargestellt. Die Halbwertsbreite der Gaußkurve wird beibehalten und stimmt gut mit der Halbwertsbreite des gestörten Profils überein.

In der Abbildung 5.14 ist die Differenz der beiden Linienprofile der Abbildung 5.13 dargestellt. Die beiden Satelliten erster Ordnung sind nahezu aufgelöst. Zur Bestimmung der Intensität dieser Satelliten werden diese wiederum mit Gaußfunktionen angepaßt. Die Halbwertsbreite wird gleich der Breite des ungestörten Linienprofils gewählt, der Abstand des Maximums von der ungestörten Linie ist gegeben durch die Frequenz der hochfrequenten Mikrowelle von $f = 34,8$ GHz. Dieser Abstand, wie auch die Breite der Gaußfunktionen passen gut zu den gemessenen Satelliten.

Wie schon in Abbildung 5.14 sichtbar wird, treten im Abstand der doppelten Feldfrequenz die Satelliten zweiter Ordnung auf. Um diese Satelliten von den Satelliten erster Ordnung zu trennen, wird analog zu dem geschilderten Verfahren vorgegangen, d.h. die angepaßten Gaußfunktionen werden wiederum von dem gestörten Linienprofil abgezogen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.15 dargestellt.

Die Bestimmung der Satellitenintensitäten erfolgt mit dem gleichen Verfahren, welches bei der Auswertung der Satelliten erster Ordnung angewandt wird. Der Abstand dieser Satelliten von der Linienmitte beträgt das doppelte der Feldfrequenz, die Breite wird wiederum durch das ungestörte Linienprofil vorgegeben. Diese so angepaßten Satelliten zweiter Ordnung werden in Abbildung 5.15 eingezeichnet. Die Satelliten zweiter Ordnung sind wegen der kleinen Photonenzählraten mit einem relativ großen statistischen Fehler behaftet. Ihre Auswertung ist daher im wesentlichen als Konsistenztest zu verstehen. Die gute Übereinstimmung bei der Feldstärkebestimmung aus den Satelliten unterschiedlicher Ordnung unterstützt die Gültigkeit der Berechnungen und des Auswertverfahrens.

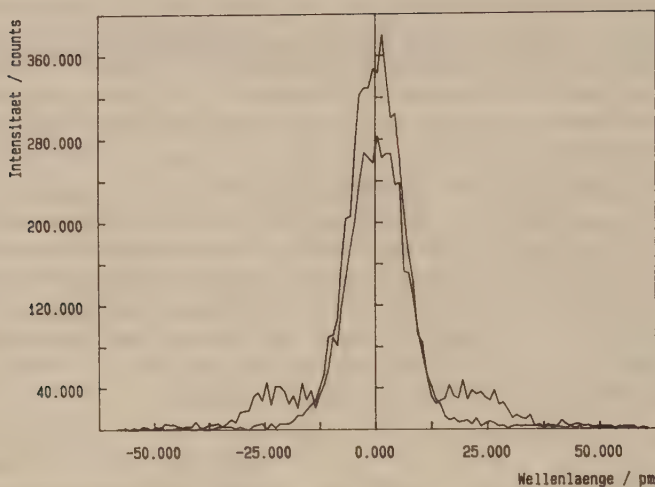


Abbildung 5.10: Linienprofil der Linie D_V vor und während der Einstrahlung der Mikrowelle mit der Frequenz $f = 34,8$ GHz.

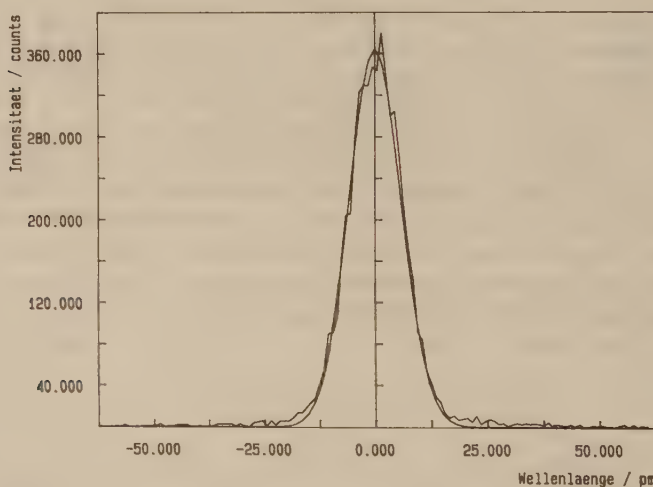


Abbildung 5.11: Ungestörtes Linienprofil der Linie D_V und angepaßte Gaußfunktion.

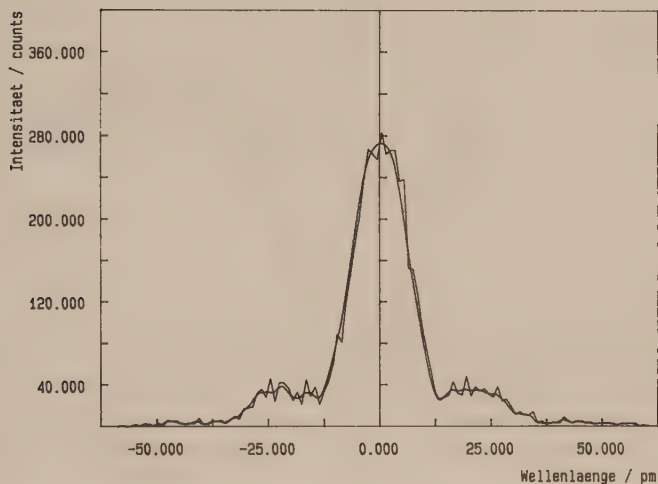


Abbildung 5.12: Linienprofil der Linie D, unter Einfluß des Mikrowellenfeldes und angepaßte Splinefunktion.

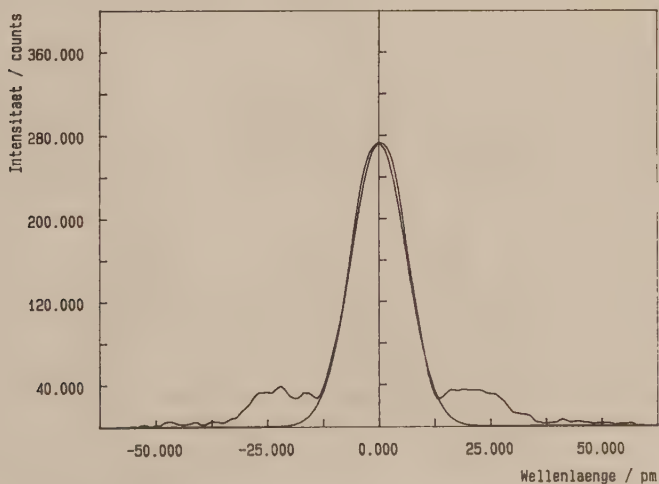


Abbildung 5.13: Splinefunktion der Abbildung 5.12 und auf gleiche Peakintensität normierte Gaußfunktion der Abbildung 5.11.

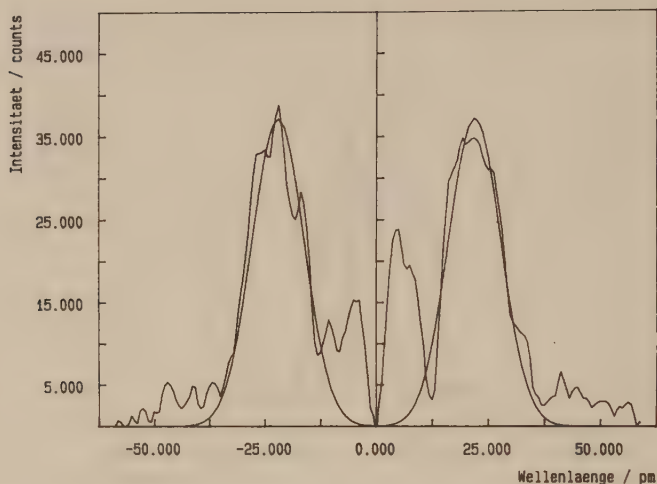


Abbildung 5.14: Differenz der Linienprofile der Abbildung 5.13 und angepaßte Gaußfunktionen der Satelliten erster Ordnung.

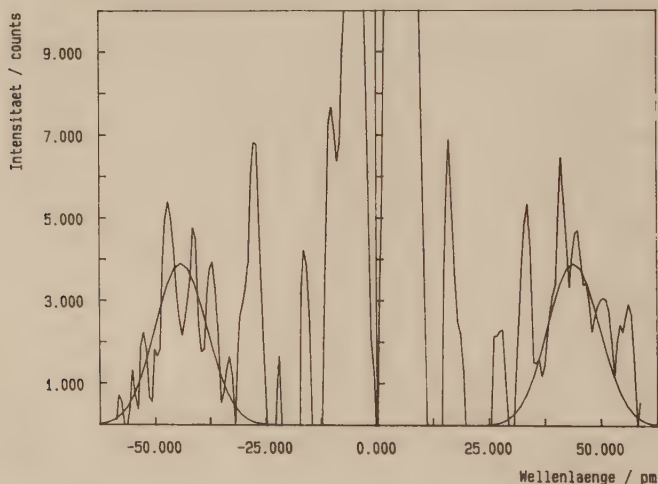


Abbildung 5.15: Differenz der Linienprofile der Abbildung 5.14 und angepaßte Gaußfunktionen der Satelliten zweiter Ordnung.

6. ERGEBNISSE DER LINIENPROFILMESSUNGEN

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse der Linienprofilmessungen der Linien D_0 , D_1 und D_2 zusammengefaßt und diskutiert werden. Die Messungen der Linie D_0 wurden sowohl ohne Verwendung eines Polarisators wie auch getrennt nach Polarisationsrichtungen durchgeführt. Die Ergebnisse werden in Form zweier Meßreihen dargestellt.

6.1 Messung der Linien D_0 , D_1 und D_2

Die Messungen der Linienprofile der drei Balmer-Linien wurden unter gleichen experimentellen Bedingungen durchgeführt. Die Beobachtungsrichtung stand in allen Fällen senkrecht auf der Feldrichtung, die Messungen wurden ohne Polarisationsfilter durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 6.1 bis 6.9 dargestellt.

Die Abbildungen 6.1, 6.4 und 6.7 zeigen jeweils die ungestörten Linienprofile, die kurz vor Einstrahlung der Mikrowelle aufgenommen wurden, sowie die Profile während der Einstrahldauer der Mikrowelle. Deutlich sind im Linienflügel die Satelliten erster Ordnung zu erkennen. Das Intensitätsverhältnis zwischen Satellit und Hauptkomponente steigt bei gleichbleibender Feldstärke mit der Hauptquantenzahl des oberen Zustands an. Dies ist, wie bereits erläutert, eine Folge der mit der Hauptquantenzahl quadratisch ansteigenden Starkwechselwirkungsenergie.

Beim Vergleich der Abbildungen 6.1, 6.4 und 6.7 fällt auf, daß der Satellitenabstand vom Linienzentrum nicht konstant ist, sondern sich bei den höheren Linien zu kleineren Wellenlängen hin verschiebt. Der Grund hierfür ist

die Darstellung der Linienprofile in einer Wellenlängenskala und die aus diesem Grund erforderliche Umrechnung der Frequenzdifferenz in eine Wellenlängendifferenz gemäß:

$$\Delta\lambda = - \frac{\lambda^2}{c} \Delta\nu \quad . \quad (6.1)$$

Die bei den betrachteten Linien der Frequenzdifferenz $\Delta\nu = 34,8$ GHz entsprechende Wellenlängendifferenz ist in Tabelle 1 angegeben.

Zur Bestimmung der Feldstärke wird das im vorigen Kapitel beschriebene Auswerteverfahren angewandt. Die Satelliten erster Ordnung werden durch Differenzbildung der geglätteten und auf gleiche Spitzenintensität normierten Linienprofile für den gestörten bzw. ungestörten Fall gewonnen. Diese Satelliten, sowie die zugehörigen berechneten und in der Intensität angepaßten Gaußfunktionen sind in den Abbildungen 6.2, 6.5 und 6.8 dargestellt. Aus diesen Satellitenintensitäten werden mit Hilfe des in Abbildung 5.7 dargestellten Zusammenhangs die Feldstärken ermittelt. Das Verhältnis von Satellitenintensität zu Hauptkomponente, sowie die hieraus ermittelten Feldstärken sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Tabelle 1

Linie	$\Delta\lambda$ / pm	1.Satellit		2.Satellit	
		I_1/I_0	E / kV/cm	I_2/I_0	E / kV/cm
D ₈	27,5	0,0876	1,34	0,00726	1,00
D ₇	22,0	0,240	1,24	0,0318	1,36
D ₆	19,5	0,639	1,35	0,179	1,35

In den Abbildungen 6.2, 6.5 und 6.8 sind neben den Satelliten erster Ordnung stets auch schon die sich im doppelten Abstand von der Zentralkomponente befindenden Satelliten zweiter Ordnung zu identifizieren. Um die Satelliten der verschiedenen Ordnungen zu trennen, werden die Satelliten erster Ordnung mit dem in Kapitel 5.2 beschriebenen Verfahren subtrahiert. Die Ergebnisse dieser Differenzbildung sind in den Abbildungen 6.3, 6.6 und 6.9 gezeigt. Neben den gut sichtbaren Satelliten zweiter Ordnung sind in der Nähe der (subtrahierten) ungestörten Linie weitere Strukturen im Linienprofil

sichtbar. Diese Strukturen kommen jeweils durch Differenzbildung zweier großer Zählraten zustande, die mit einem entsprechend großen statistischen Fehler behaftet sind. In den Abbildungen sind neben den Satelliten zweiter Ordnung wiederum die errechneten und in ihrer Intensität angepaßten Gaußfunktionen eingezeichnet. Die Position der berechneten Satelliten stimmt innerhalb der Meßgenauigkeit sehr gut mit der Position der gemessenen Satelliten überein.

Aus den Intensitäten der Satelliten zweiter Ordnung läßt sich wiederum durch Vergleich mit theoretisch berechneten Satellitenintensitäten die Feldstärke bestimmen. Das Verhältnis dieser Satellitenintensitäten zur Hauptkomponente, sowie die sich hieraus ergebenden Feldstärken sind in Tabelle 1 eingetragen. Der Vergleich mit den Feldstärken, die aus den Satelliten erster Ordnung gewonnen wurden, führt dabei zu einer sehr guten Übereinstimmung. Man beachte dabei, daß die Intensität der Satelliten zweiter Ordnung für die D_0 -Linie etwa drei Größenordnungen kleiner als die Intensität der Hauptlinie ist. Insgesamt ergibt sich somit ein sehr konsistentes Bild der elektrischen Feldstärke aus unterschiedlichen Linien, sowie verschiedenen Satellitenordnungen innerhalb einer Linie.

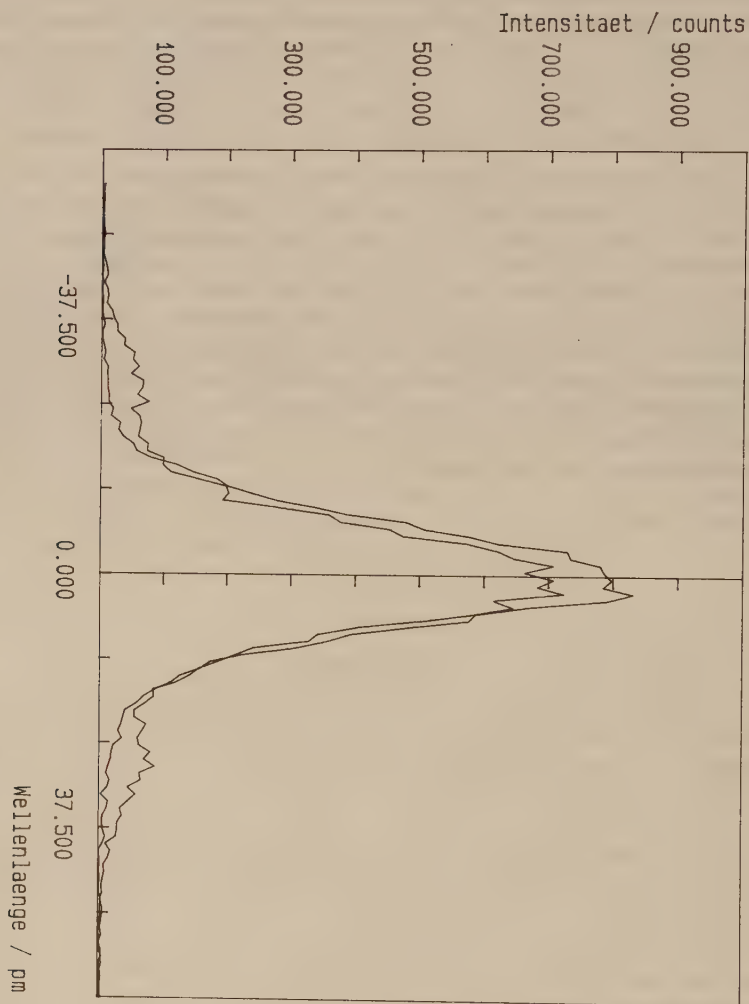


Abbildung 6.1: Linienprofil der Linie D_β vor und während der Einstrahlung der Mikrowelle.

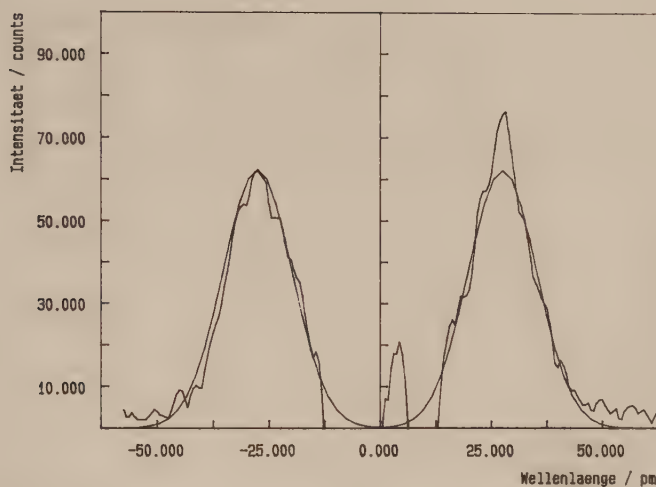


Abbildung 6.2: Satelliten erster Ordnung der Linie D_0 und angepasste Gaußfunktionen.

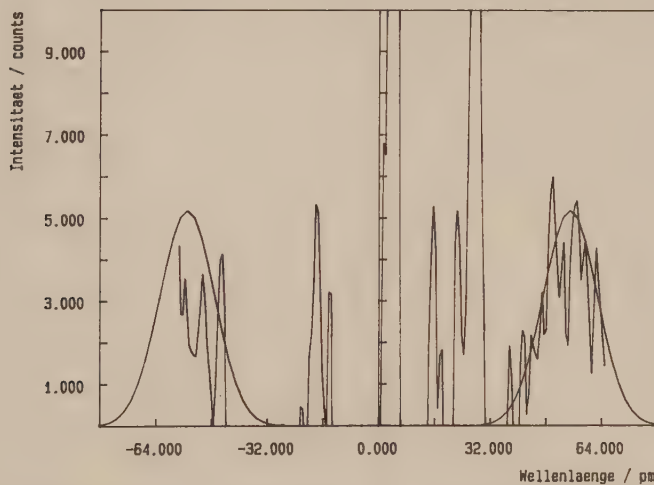


Abbildung 6.3: Satelliten zweiter Ordnung der Linie D_0 und angepasste Gaußfunktionen.

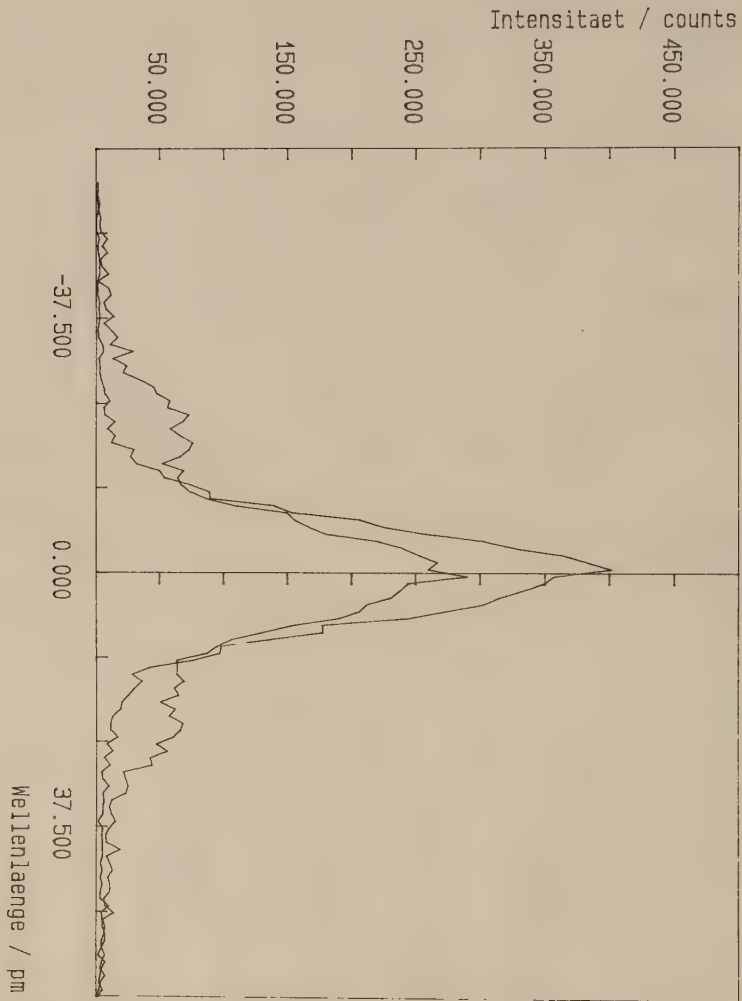


Abbildung 6.4: Linienprofil der Linie D, vor und während der Einstrahlung der Mikrowelle.

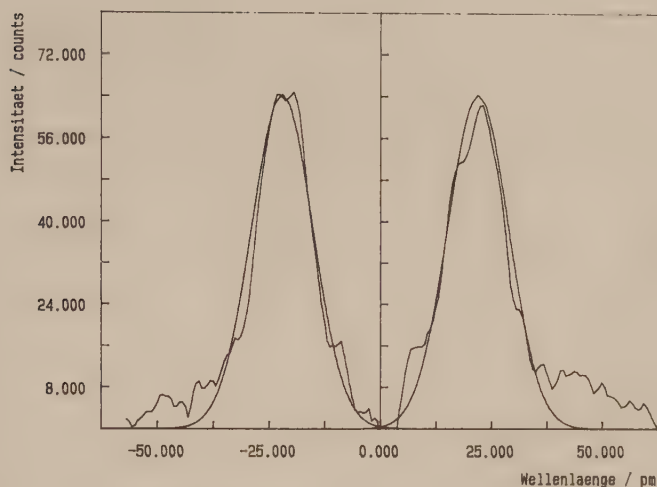


Abbildung 6.5: Satelliten erster Ordnung der Linie D_1 und angepasste Gaußfunktionen.

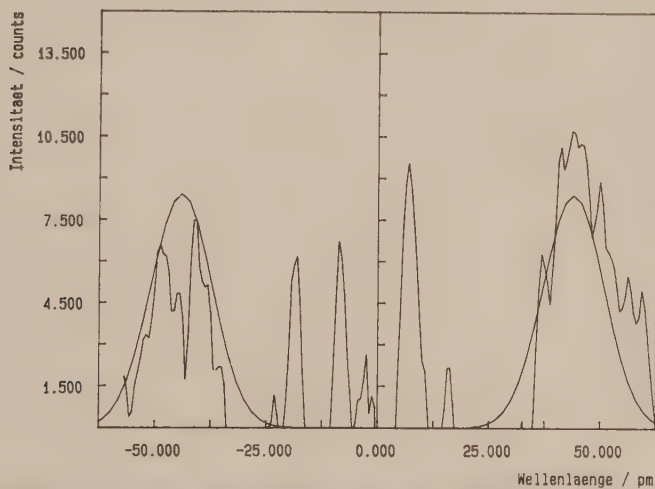


Abbildung 6.6: Satelliten zweiter Ordnung der Linie D_1 und angepasste Gaußfunktionen.

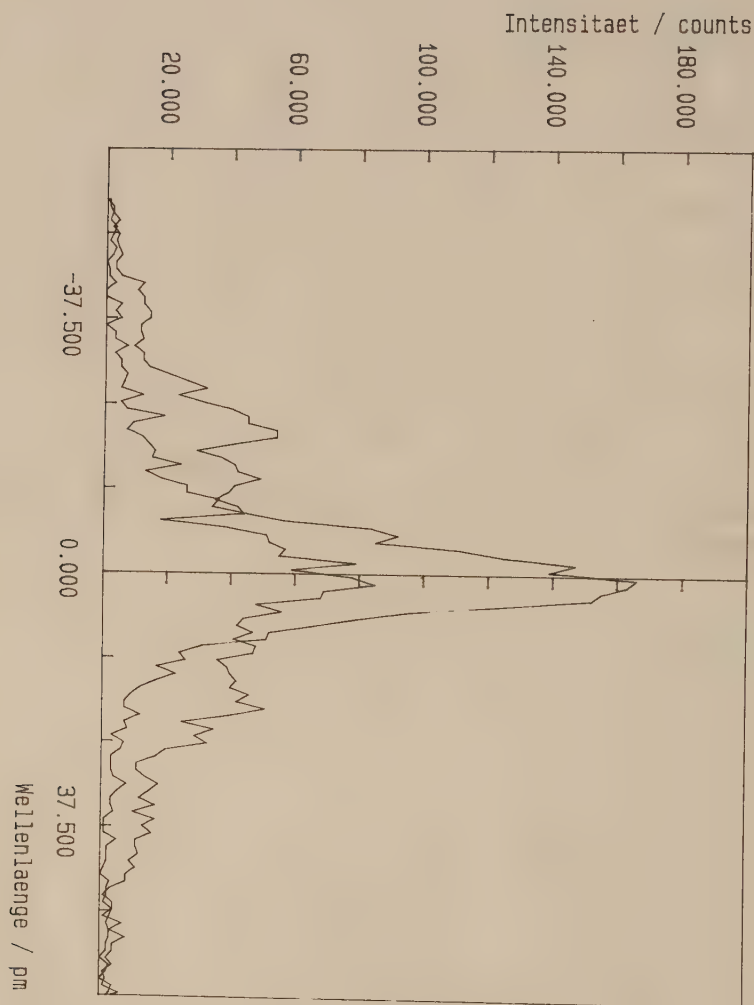


Abbildung 6.7: Linienprofil der Linie D₅ vor und während der Einstrahlung der Mikrowelle.

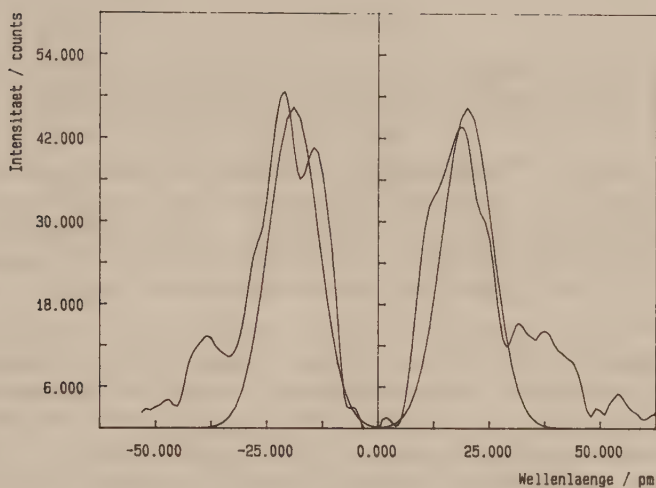


Abbildung 6.8: Satelliten erster Ordnung der Linie D_0 und angepasste Gaußfunktionen.

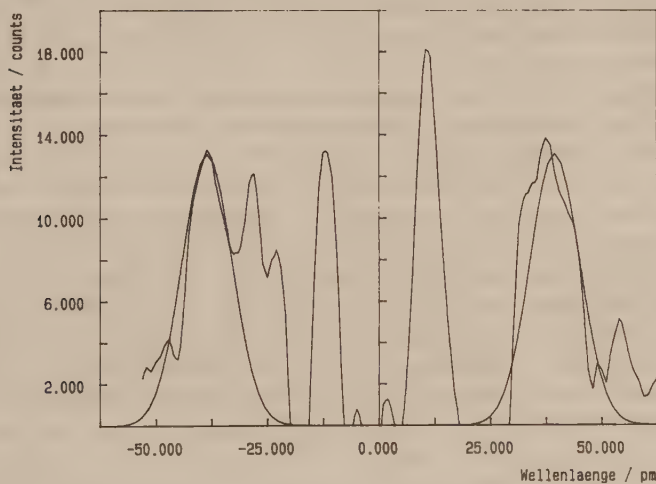


Abbildung 6.9: Satelliten zweiter Ordnung der Linie D_0 und angepasste Gaußfunktionen.

6.2 Messung der Linie D_{β} für unterschiedliche Polarisationsrichtungen

Die Messung des Linienprofils der Linie D_{β} wurde sowohl ohne Polarisationsfilter, wie in Kapitel 6.1 dargestellt, als auch für die beiden Polarisationsrichtungen π und σ durchgeführt. π bedeutet Polarisation in Richtung des elektrischen Feldes, σ Polarisation senkrecht zum elektrischen Feld. In allen Fällen stand die Beobachtungsrichtung senkrecht auf der Feldrichtung.

Das Ergebnis einer unter gleichen experimentellen Bedingungen gewonnenen Meßreihe ist in den Abbildungen 6.10 bis 6.15 dargestellt. Die Abbildungen 6.10 und 6.13 zeigen die gemessenen Linienprofile ohne bzw. mit Einstrahlung der Testmikrowelle. Beim Vergleich der Abbildungen 6.10 und 6.13 fällt bei der π -Polarisation das deutlich höhere Intensitätsverhältnis von Satellit zu Hauptkomponente gegenüber der σ -Polarisation auf. Der Grund hierfür ist der größere vom Linienzentrum aus gerechnete Energieabstand der statischen Starkniveaus, die zur π -Polarisation beitragen, verglichen mit denen, die zur σ -Polarisation beitragen. Dieses Verhalten unterscheidet sich z.B. vom Zeemaneffekt, bei dem die σ -Komponenten weiter vom Linienzentrum entfernt liegen.

Zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke aus den Linienprofilen wird wieder das oben beschriebene Auswerteverfahren angewandt. Da der Einfluß des elektrischen Feldes auf das Linienprofil der σ -polarisierten Komponente recht klein ist, werden zur Verdeutlichung in den Abbildungen 6.11 und 6.14 die geglätteten Linienprofile dargestellt. Die Satelliten erster Ordnung werden durch Differenzbildung dieser Linienprofile gewonnen. Diese Satelliten sowie die an sie angepaßten Gaußfunktionen sind in den Abbildungen 6.12 und 6.15 dargestellt. Das Verhältnis von Satellitenintensität zu Hauptlinie I_1/I_0 , sowie die aus den Satellitenintensitäten mit Hilfe der Abbildungen 5.8 und 5.9 bestimmten Feldstärken sind in der Tabelle 2 zusammengefaßt. Zum Vergleich wird der in Kapitel 6.1 bestimmte Wert bei unpolarisierter Beobachtung mit in die Tabelle aufgenommen.

Tabelle 2

Polarisation	I_1 / I_0	E / kV/cm
unpol.	0,0876	1,34
π	0,0904	1,18
σ	0,0331	1,35

Der Vergleich der Feldstärken für die Linienprofile bei unterschiedlicher Polarisation führt zu einer guten Übereinstimmung. Diese Konsistenz der Ergebnisse zeigt wiederum die Gültigkeit der zugrunde gelegten Annahmen und die Anwendbarkeit des Auswerteverfahrens.

Die großen Unterschiede in den Intensitätsverhältnissen der π bzw. σ -polarisierten Satelliten führen zu zwei Schlußfolgerungen: Zum einen läßt sich die Empfindlichkeit bei der Feldstärkebestimmung steigern, indem nur π -polarisiertes Licht aufgenommen und ausgewertet wird. Zum anderen läßt sich das geschilderte Verfahren auch umkehren, d.h. es ist hierdurch eine direkte Möglichkeit gegeben, die unbekannte Polarisationsrichtung eines linear polarisierten elektrischen Feldes zu bestimmen. Dazu gehört die Aufnahme der Linienprofile für verschiedene Einstellungen eines Polarisationsfilters, sowie die Bestimmung der Winkel, unter dem die Satelliten mit maximaler bzw. minimaler Intensität auftreten. Wegen der hohen Sensitivität der Satellitenintensität von der Polarisationsrichtung ist dieses Verfahren in dem hier betrachteten Feldstärkebereich sehr zuverlässig.

Die Halbwertsbreite der gemessenen Linienprofile liegt für D_0 zwischen 17 und 20 pm. Hauptsächlichste Ursache der Linienverbreiterung ist der Dopplereffekt, der zu den beobachteten gaußförmigen Linienprofilen führt. Verbreiterungen durch anomalen Zeemaneffekt und Feinstruktur können durch Einführung einer erhöhten, effektiven Dopplerbreite berücksichtigt werden [Unsöld (1968)]. Als weiterer Verbreiterungsmechanismus ist die Apparatebreite von 7,4 pm zu berücksichtigen. Diese Verbreiterungsmechanismen, sowie auch der auf die höheren Energieniveaus wirkende Einfluß der Starkverbreiterung im Plasmamikrofeld sind in früheren Arbeiten an vergleichbaren Plasmen [Hahn (1983), Koppenborg (1984), Osterhold (1985)] ausführlich diskutiert worden. Da für die Feldstärkebestimmung keine Informationen aus der Linienbreite gewonnen werden müssen, braucht dieser Punkt hier nicht näher diskutiert zu werden.

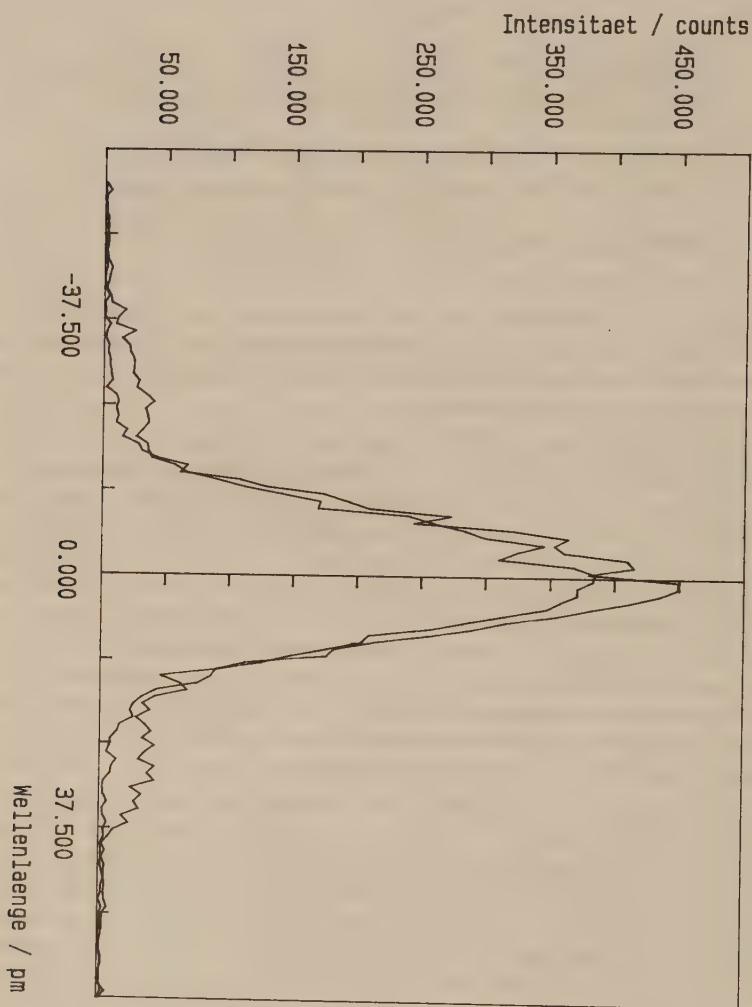


Abbildung 6.10: Linienprofil der Linie D_β vor und während der Einstrahlung der Mikrowelle bei π -polarisierter Beobachtung.

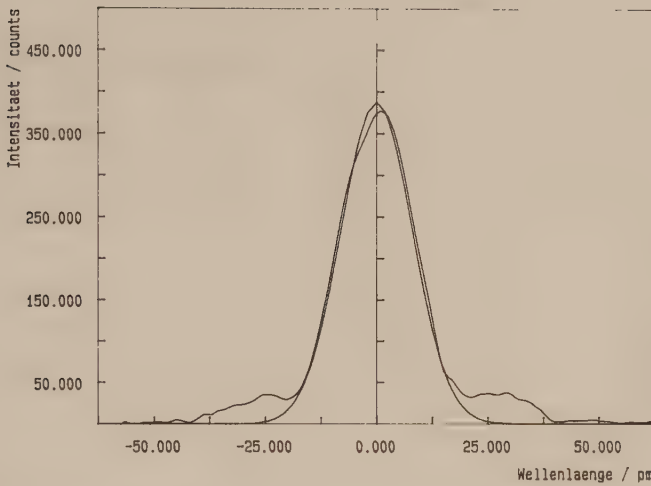


Abbildung 6.11: Geglättete und auf gleiche Peakintensität normierte Linienprofile der Linie D_{β} bei π -polarisierter Beobachtung.

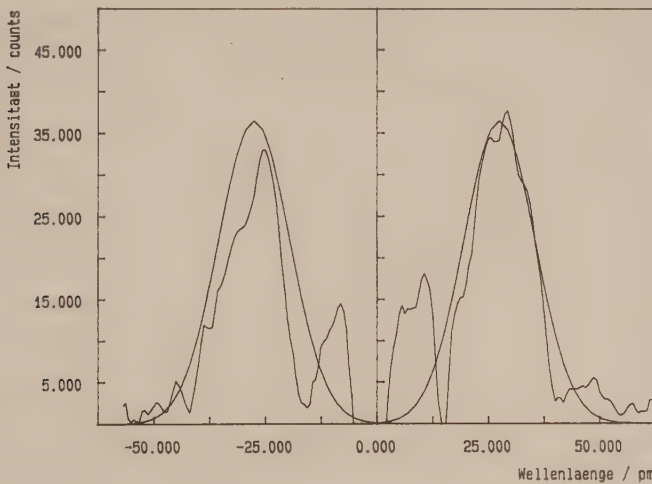


Abbildung 6.12: Satelliten erster Ordnung der Linie D_{β} und angepasste Gaußfunktionen bei π -polarisierter Beobachtung.

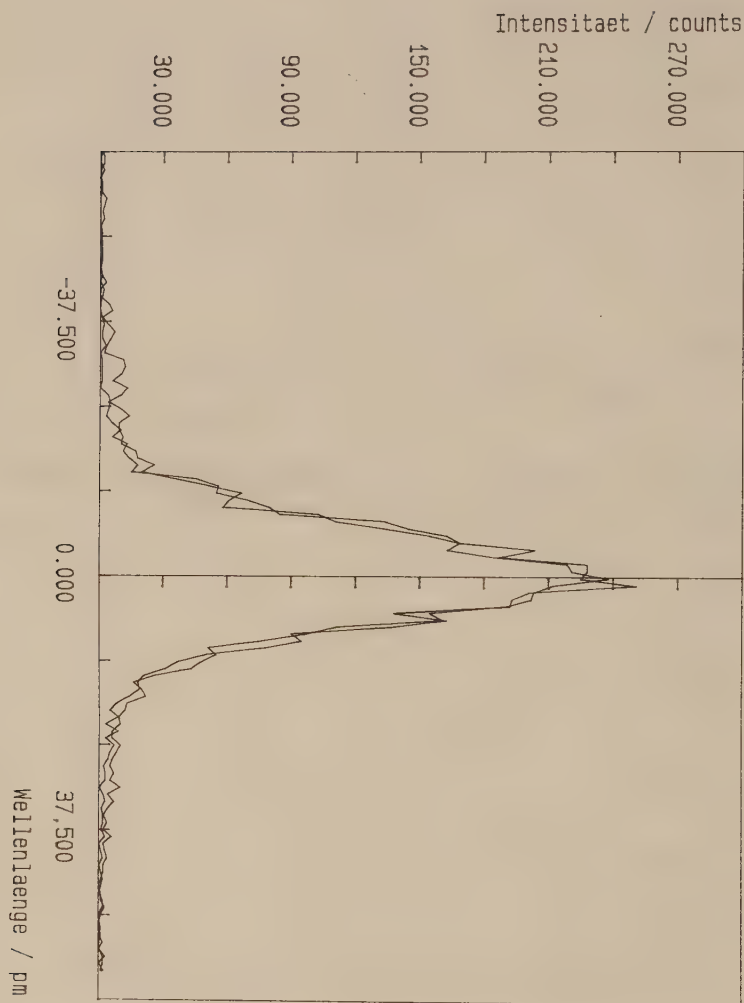


Abbildung 6.13: Linienprofil der Linie D_α vor und während der Einstrahlung der Mikrowelle bei σ -polarisierter Beobachtung.

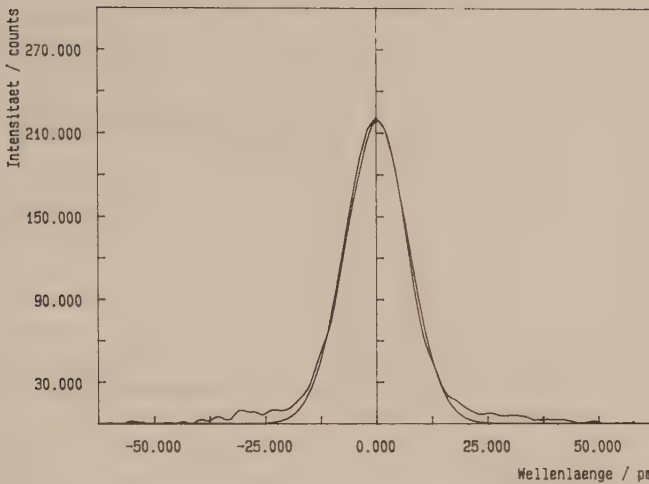


Abbildung 6.14: Geglättete und auf gleiche Peakintensität normierte Linienprofile der Linie D_β bei σ -polarisierter Beobachtung.

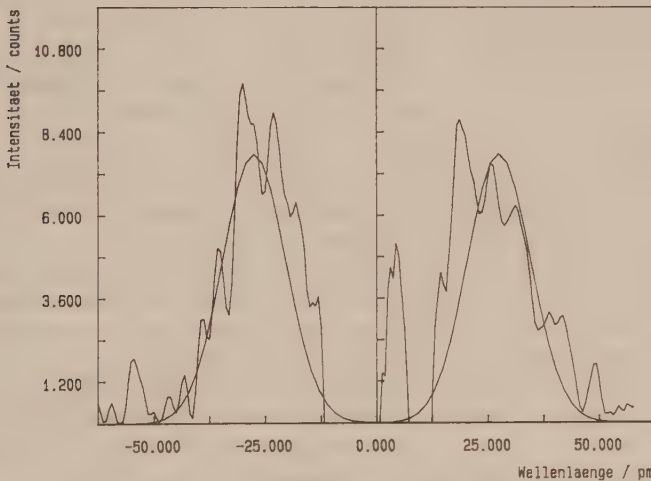


Abbildung 6.15: Satelliten erster Ordnung der Linie D_β und angepaßte Gaußfunktionen bei σ -polarisierter Beobachtung.

7. ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wurden Deuterium-Spektrallinien unter dem Einfluß monochromatischer hochfrequenter elektrischer Felder untersucht. Dabei wurden im Linienprofil Plasmasatelliten beobachtet, die von der Hauptkomponente einen Abstand haben, der einem ganzzahligen Vielfachen der eingestrahlten Mikrowellenfrequenz entspricht. Aus den Satellitenintensitäten kann die elektrische Feldstärke der Mikrowelle, die in der Größenordnung kV/cm liegt, bestimmt werden.

Um klar definierte Versuchsbedingungen zu schaffen, war es notwendig, die Felderzeugung von der Plasmaerzeugung zu trennen. Es zeigte sich, daß die Ausbreitung der im Experiment benutzten Mikrowellen im mm-Bereich mit gewissen Einschränkungen den aus der Optik bekannten Gesetzen gehorchen. Durch eine Linse, deren Brennweite durch physikalische und technische Randbedingungen weitgehend festgelegt wird, gelang es, eine Überhöhung der elektrischen Feldstärke im Fokus zu erreichen.

Durch die Wahl der Plasmaanordnung und -erzeugung, sowie durch Vorgabe der Plasmaparameter, insbesondere einer Elektronendichte unter der Cut-off Dichte, gelang es, einfach überschaubare Versuchsbedingungen zu realisieren, unter denen die Strukturen im Linienprofil im wesentlichen durch ein einziges hochfrequentes elektrisches Testfeld bestimmt werden. In allen bisher in Wasserstoffplasmen durchgeführten Untersuchungen führte der störende Einfluß zusätzlicher elektrischer Gleichfelder zu einer erheblichen Behinderung bei der Auswertung der beobachteten Spektren. Die hier gemessenen Linienprofile bleiben dagegen wegen des dominierenden Einflusses des hochfrequenten elektrischen Testfeldes einfach interpretierbar und gestatten eine direkte Bestimmung der hochfrequenten Feldstärke.

Die meisten bisher durchgeführten Experimente zum dynamischen Starkeffekt untersuchten das Heliumsystem, da dort Satelliten zu verbotenen Linien auftreten. Die Bestimmung der Satellitenintensität wird in diesem Fall in geringerem Maße durch die Überlagerung mit den Flügeln der

Zentralkomponente erschwert. Durch die Wahl einer relativ hohen Feldfrequenz von 34,8 GHz gelang es in diesem Experiment auch Satelliten, in der Nachbarschaft einer erlaubten Wasserstoff-Linie von der Zentralkomponente getrennt nachzuweisen.

Dabei konnten nicht nur Satelliten erster Ordnung, sondern auch Satelliten zweiter Ordnung nachgewiesen werden. Der Abstand dieser Satelliten von der Zentralkomponente entspricht mit hoher Genauigkeit der Feldfrequenz bzw. dem doppelten der Feldfrequenz. Die Halbwertsbreite der Satelliten entspricht im Rahmen der Meßgenauigkeit der Breite der Hauptlinie.

Die Untersuchungen wurden an den Balmer-Linien D_β , D_γ und D_δ durchgeführt. Das Intensitätsverhältnis zwischen Satellit und Hauptkomponente steigt bei den höheren Linien der Serie an; die aus diesen Intensitätsverhältnissen berechneten Feldstärken führten zu konsistenten Ergebnissen.

Die Beobachtungen an der Linie D_β wurden sowohl ohne Polarisationsfilter, wie auch für π bzw. σ -polarisiertes Licht durchgeführt. Die Auswertung der unterschiedlich hohen Satellitenintensitäten führte wiederum zu einer konsistenten Feldstärkebestimmung. Die große Empfindlichkeit der Satellitenintensitäten von der Polarisationsrichtung läßt sich daher grundsätzlich zur Bestimmung einer unbekannten Polarisationsrichtung ausnutzen.

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen insgesamt, daß der dynamische Starkeffekt mit hochfrequenten Wellen im mm-Bereich bei Feldstärken im Bereich kV/cm zu ausgeprägten Effekten im Linienprofil führt. Dabei wurde nachgewiesen, daß auch im experimentell schwerer zugänglichen Wasserstoff- bzw. Deuteriumplasma die sichere Bestimmung der hochfrequenten Feldstärke möglich ist. Dieses Ergebnis ist insbesondere im Hinblick auf den eventuellen Einsatz eines derartigen Verfahrens zur Feldstärkediagnostik bei der Wellenheizung fusionsorientierter Deuteriumplasmen interessant. In derartigen Plasmen wird dem einfachen hier diskutierten Fall allerdings aufgrund des translatorischen Starkeffekts ein weiteres statisches elektrisches Feld ($\underline{E} = \underline{v} \times \underline{B}$) überlagert. Dadurch gewinnen die im Theorieteil behandelten Effekte der Überlagerung elektrischer Felder an Bedeutung. Entsprechendes gilt für die Überlagerung elektrischer HF-Felder mit den für den Plasmaeinschluß eingerichteten statischen Magnetfeldern. Die hier durchgeführten experimentellen Untersuchungen des dynamischen Starkeffekts in seiner reinen Form können zu einer gesicherten Basis für die Übertragung auf diese komplizierteren Fälle beitragen.

8. LITERATURVERZEICHNIS

- Andrzejewski P. und vom Scheidt J., Plasma Physics 28, 371 (1986).
- Anosov M.D., Opt.Spectrosc. 47, 121 (1979).
- Arfken G., Mathematical methods for physicists, Academic Press, New York (1970).
- Baranger M. und Mozer B., Phys. Rev. 123, 25 (1961).
- Bergmann-Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik: Band III Optik, Walter de Gruyter, Berlin (1974).
- Bethe H.A. und Salpeter E.E., Quantum Mechanics Of One- And Two-Electron Atoms, Springer-Verlag Berlin (1957).
- Blochinzew D.I., Phys. Z. Sowjetunion 4, 501 (1933).
- Böhm G. und Himmel G., Appl. Phys. 21, 313 (1980).
- Burrell K.H., Phys. Fluids 18, 1716 (1973).
- Chen F.F., Electric Probes (in Huddleston R.H. und Leonard S.L., Plasma Diagnostic Techniques), Academic Press New York (1965).
- Chen F.F., Introduction to Plasma Physics, Plenum Press, New York (1974).
- Cohn A., Bakshi P. und Kalman G., Phys. Rev. Lett. 29, 324 (1972).
- Drawin H.W., Collision and Transport Cross-Sections, Association Euratom - C.E.A. FC-383 (1967).
- Fisher R.K. und Gould R.W., Phys. Rev. Lett. 22, 1093 (1969).
- Gallagher C.C. und Levine M.A., Phys. Rev. Lett. 30, 897 (1973).
- Gavrilenko V.P. und Oks E.A., Sov. Phys. JETP 53, 1122 (1981).
- Gerthsen C. und Kneser H.O., Physik, Springer Verlag, Berlin (1966).
- Hahn B., Diplomarbeit Bochum (1983).

- Heald M.A. und Wharton C.B., Plasma Diagnostics with Microwaves, John Wiley & Sons, New York (1965).
- Heckmann P.H. und Träbert E., Einführung in die Spektroskopie der Atomhülle, Vieweg, Braunschweig (1980).
- Heitler W., The Quantum Theory of Radiation, Clarendon Press, Oxford (1954).
- Hicks W.W., Ph. D. Thesis, Lawrence Berkeley Laboratory 2470, (1972).
- Hicks W.W., Hess R.A. und Cooper W.S., Phys. Rev. A 5, 490 (1972).
- Himmel G. und Kamp A., Plasma Physics 27, 457 (1985).
- Himmel G. und Osterhold M., Z. Naturforsch. 40a, 1220 (1985).
- Janssen G.C.A.M., Jayakumar R. und Granneman E.H.A., J. Phys. B: At. Mol. Phys. 14, L51 (1981).
- Koppenborg J., Diplomarbeit Bochum (1985).
- Krall N.A., Trivelpiece A.W., Principles of Plasma Physics, Mc Graw-Hill Book Company, New York (1973).
- Kuhn H.G., Atomic Spectra, Longmans, London (1962).
- Laframboise J.G., UTIAS-Report No 100, (1966).
- Lifshitz E.V., Sov. Phys.-JETP 26, 570 (1968).
- Marcuvitz N., Waveguide Handbook, Boston Technical Publishers, Lexington (1964).
- Margenau H. und Murphy G.M., Die Mathematik für Physik und Chemie, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/M. (1965).
- Oks E.A. und Gavrilenko V.P., Opt. Commun. 56, 415 (1986).
- Oks E.A. und Rantsev-Kartinov V.A., Sov. Phys. JETP 52, 50 (1980).
- Oks E.A. und Sholin G.V., Sov. Phys. Tech. Phys. 21, 144 (1976).
- Oks E.A. und Sholin G.V., Sov. Phys. JETP 41, 482 (1976).
- Oks E.A. und Sholin G.V., Opt. Spectrosc. 42, 434 (1977).
- Osterhold M., Diplomarbeit Bochum (1985).
- Piel A. und Oelerich G., Phys. Fluids 27, 273 (1984).

- Pehl E., Mikrowellentechnik Bd. 1. Wellenleitungen und Leitungsbausteine, Hüthig, Heidelberg (1984).
- Pehl E., Mikrowellentechnik Bd. 2. Antennen und aktive Bauteile, Hüthig, Heidelberg (1984).
- Podgornyi I.M., Topics in Plasma Diagnostics, Plenum Press, New York (1971).
- Rebhan U., Dissertation Bochum (1982).
- Rieder W., Plasma und Lichtbogen, Vieweg, Braunschweig (1967).
- Rutgers W.R. und Kalfsbeek H.W., Z. Naturforsch. 30a, 739 (1975).
- Rutscher A. und Deutsch H., Plasmatechnik Grundlagen und Anwendungen, Hanser, München (1984).
- Sauer R. und Szabo I., Mathematische Hilfsmittel des Ingenieurs Teil III, Springer, Berlin (1968).
- Thomas H.E., Handbook of Microwave Techniques and Equipment, Prentice-Hall Englewood Cliffs (1972).
- Underhill A.B. und Waddell J.H., Stark Broadening Functions for the Hydrogen Lines, National Bureau of Standards Circular 603, Washington (1959).
- Unsöld A., Physik der Sternatmosphären, Springer, Berlin (1968).
- Wiegart N., Dissertation Bochum (1981).
- Wiesemann K., Einführung in die Gaselektronik, Teubner, Stuttgart (1976).

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Himmel für die Ideen und Hilfen beim Aufbau und Betrieb des Experimentes. Herrn Kaiser danke ich für die Bereitstellung und Adaption des Graphikprogramms zur rechnergestützten Auswertung der Linienprofile. Herrn Dr. Oelerich danke ich für die Unterstützung bei der Durchführung und Auswertung der Resonanzkegelmessungen. Für die sachkundige technische Unterstützung danke ich insbesondere Herrn Hospodarz und Herrn Kindermann.

Lebenslauf

17. September 1958	geboren in Bottrop
April 65 - Juni 68	Besuch der Lutherschule in Bottrop
August 68 - Juni 77	Besuch des Vestischen Gymnasiums in Bottrop, Abschluß mit der allgemeinen Hochschulreife
Juli 77 - September 78	Als Wehrpflichtiger in Unna und Augustdorf
Oktober 78	Beginn des Physikstudiums an der Ruhr-Universität Bochum
Oktober 80	Diplom-Vorprüfung in Physik
Dezember 83	Abschluß des Physikstudiums mit dem Diplom
Januar 84	Beginn der Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Experimentalphysik II der Ruhr-Universität Bochum

